PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 22 — 15. November 1930 — Redaktionsschluß für Nr. 24 am 1. Dezember 1930. — 31. Jahrgang

INHALT:

Zusammenfassende Berichte:

R. Kollath, Übersicht über den Stand der Wirkungsquerschnitt-Forschung. S. 985.

Vorträge und Diskussionen des VI. Deutschen Physikertages in Königsberg, Pr., vom 4.—7. September 1930.

G. Wentzel, Die aperiodischen Vorgänge in der Quantenmechanik. S. 1006.

E. Hückel, Zur Quantentheorie der Doppelbindung. S. 1011.

E. Brüche, Experimente zu Störmers Polarlichttheorie. Mit Tafel XXXIII u. XXXIV. S. 1011.

E. Brüche und W. Ende, Demonstrationsversuche zu Störmers Polarlichttheorie. Mit Tafel XXXV. S. 1015.

H. Bartels, Über das Grenzkontinuum der Natriumnebenserien. S. 1016.

G. Kirsch, Zur Kritik der geologischen Zeitmessung. S. 1017.

E. Regener, Über die durchdringende Komponente der Ultrastrahlung, festgestellt durch Absorptionsmessungen im Bodensee. S. 1018.

E. Steinke, Die Übergangseffekte der kosmischen Ultrastrahlung bei Variation des Absorptionsmediums. Mit Tafel XXXVI. S. 1019.

W. M. H. Schulze, Untersuchung über die Beziehung der Höhenstrahlung zu erdmagnetischen Störungen. S. 1022.

F. Kirchner, Einige neue Versuche über Elektronenbeugung. Mit Tafel XXXVII. S. 1025.

M. Herzberger, Die Abhängigkeit der Seidelschen Bildfehler von der Objektlage. S. 1028.

R. Wierl, Elektronenbeugung und Molekülstruktur. S. 1028.

U. Retzow, Lösung verschiedener Mischungsaufgaben auf graphischem Wege. S. 1029.

F. Trendelenburg, Über eine Methode zur Untersuchung von Druckvorgängen mittels der Druckabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante. S. 1030.

Originalmitteilungen:

Th. Wulf, Ein neues Hochspannungselektrometer. (2. Mitteilung.) S. 1030.

T. Edqist, Eine Tabelle zur kinetischen Gastheorie. S. 1032.

St. Maracineanu, Bemerkungen zu Bĕhounek: Ein Beitrag zu den Versuchen über die Beeinflussung des radioaktiven Zerfalls. S. 1032.

F. Bĕhounek, Erwiderung auf die Bemerkungen von Frl. St. Maracineanu. S. 1036.

St. Maracineanu, Bemerkungen zur Erwiderung des Herrn Bĕhounek. S. 1038.

Besprechungen:

H. Driesch, Relativitätstheorie und Weltanschauung. 2. Aufl. S. 1039.

E. Mallett, Telegraphy and Telephony, including Wireless. S. 1040.

Berichtigung. S. 1040.

Personalien. S. 1040.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Übersicht über den Stand der Wirkungsquerschnitt-Forschung.

Von R. Kollath.

(Aus dem Forschungsinstitut der AEG.)

Inhalt: I. Methoden zur Messung des Wirkungsquerschnitts. — II. Messergebnisse nach den verschiedenen Methoden für jedes einzelne Gas. — III. Kurventafel: Der Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen als Funktion der Elektronengeschwindigkeit. — IV. Literaturverzeichnis.

Die Kenntnis vom Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen hat sich seit dem Erscheinen der letzten Zusammenfassungen [47, 48][1]) in zweifacher Hinsicht erweitert: einerseits wurden im wesentlichen von Schmieder [40][2]) die Messungen auf eine ganze Reihe bisher nicht untersuchter Gase ausgedehnt, andererseits wurde für viele Gase der Verlauf der Wirkungsquerschnittskurven unterhalb 1 Volt von Ramsauer-Kollath [31, 37, 38] festgelegt. Außerdem ist in neuerer Zeit eine größere Experimentaluntersuchung von Normand [36] erschienen, der die bereits bekannten Kurven einer Reihe von Gasen bis zu 0,5 Volt herab nochmals durchgemessen hat.

Da die Zusammenfassung von Ramsauer [47] weniger Wert auf Vollständigkeit legte, als auf die Darstellung der historischen Entwicklung und den Hinweis auf ungelöste Probleme, und da die Zusammenfassung von Brüche [48] mehr nach atomchemischen Gesichtspunkten geschrieben wurde, schien es wünschenswert, das gesamte bisher vorliegende Versuchsmaterial methodisch und kritisch zusammenzustellen. Im Teil I wird zunächst eine Übersicht über die wichtigsten Methoden gegeben. Im Teil II wird für jedes einzelne Gas das gesamte experimentelle Material, wie es nach den verschiedenen Methoden erhalten wurde, in einem Diagramm vereinigt und kritisch besprochen. Im Teil III ist dann versucht worden,

1) Die Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Schluß des Berichtes.

2) F. Schmieder, vorgetragen auf der Tagung der Bunsengesellschaft, Heidelberg 1930, veröffentl. in der Zeitschr. f. Elektrochemie. Herr Schmieder hatte die Freundlichkeit, mir die Kurven seiner noch nicht erschienenen Arbeit zur Verfügung zu stellen, wofür ihm auch an dieser Stelle bestens gedankt sei.

das z. T. voneinander abweichende Material zu einer einzelnen Kurve für jedes Gas zu vereinigen, wie sie nach Ansicht des Verfassers dem augenblicklichen Stand der Forschung am besten entspricht.

Der Begriff „Wirkungsquerschnitt von Gasmolekülen gegenüber Elektronen" sei an Hand der Fig. 1 kurz erläutert: Elektronen gleicher Geschwindigkeit und Richtung mögen in verschiedener Entfernung an einem Molekülmittelpunkt vorbeifliegen: bleibt dabei ein Elektron vom Molekülmittelpunkt weit genug entfernt, so wird es in seiner Geschwindigkeit und Flugrichtung praktisch nicht gestört, kommt es aber dem Molekülmittelpunkt genügend nahe, so findet

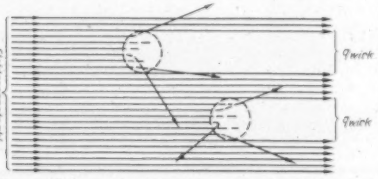


Fig. 1. Schema der Einwirkung von Molekülen auf einen Elektronenstrahl.

eine Änderung seiner Geschwindigkeit oder Richtung statt. Diejenige Fläche senkrecht zur Strahlrichtung, innerhalb deren ein Elektron am Molekülmittelpunkt vorbeifliegen muß, um irgendwie beeinflußt zu werden, wollen wir den Wirkungsquerschnitt q_{wirk} des Moleküls gegenüber Elektronen nennen[1]). Aus praktischen Gründen wird im allgemeinen nicht der Querschnitt des Einzelmoleküls angegeben, sondern die Querschnittssumme aller Moleküle eines Kubikzentimeters bei einem Druck von einem Millimeter Quecksilber, die sich aus dem Einzelquerschnitt leicht durch Multiplikation mit der Zahl der Moleküle ergibt. Diese Querschnittssumme Q_{wirk} soll von jetzt ab in diesem Bericht gemeint sein, wenn kurz vom „Wirkungsquerschnitt" gesprochen wird. Ein solcher Querschnitt kann durch Messung der Schwächung eines Elektronenstrahls in einem Gasraum bestimmt werden. Bedeutet nämlich J die Intensität des Elektronenstrahls am Anfang, J' seine Intensität am Ende einer Gasstrecke l und ist p' der Druck des Gases, so gilt die Gleichung:

$$J' = J \cdot e^{-l \cdot p' \cdot a}. \qquad (1)$$

In dieser Gleichung ist der Materialfaktor a, der die Dimension [1/Druck · Länge] oder [cm²/cm³ · mm Hg] hat, nichts anderes als der oben definierte Wirkungsquerschnitt.

Lenard ist der erste, der diesen tiefen Zusammenhang klar erkannt hat. Er beschränkte hierbei seine Untersuchungen auf einen Teilquerschnitt, nämlich denjenigen Querschnitt der Moleküle, der absorbierend oder reflektierend wirkt, während Geschwindigkeitsverluste ohne Richtungsänderung und diffusionsartige Ablenkungen absichtlich von der Messung ausgeschlossen wurden. Diesem „absorbierenden Querschnitt" Lenards stellte dann Ramsauer den oben gegebenen Begriff des Wirkungsquerschnitts im allgemeineren Sinne gegenüber, d. h. desjenigen Querschnitts der Moleküle, der in irgendeiner Weise, sei es festhaltend oder richtungs- oder geschwindigkeitsändernd, auf das Elektron einwirkt.

I. Methoden zur Messung des Wirkungsquerschnitts[1]).

Direkte quantitative Methoden.

Bevor wir die Methoden zur quantitativen WQ-Messung im einzelnen darstellen und vergleichen, sollen hier die wichtigsten Punkte einer solchen Messung hervorgehoben werden. In Fig. 2 möge von der Platte Z ein Bündel von Elektronen ausgehen, die auf dem Wege ZB_1 auf die gewünschte Geschwindigkeit gebracht werden und zum Teil durch die Öffnung B_1 in den Raum A eintreten: die Öffnung B_1 ist damit die „Elektronenquelle" für die folgende WQ-Messung. Von den in den Raum A eingetretenen Elektronen wird im Vakuum eine bestimmte Anzahl J durch die Öffnung B_2 in den Käfig H

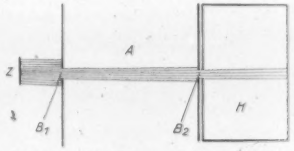


Fig. 2. Schema einer Apparatur zur Wirkungsquerschnittmessung.

gelangen und dort gemessen werden. Diese im Vakuum nach H gelangenden Elektronen bilden in ihrer Gesamtheit den uns für die WQ-Messung interessierenden „Elektronenstrahl". Füllen wir jetzt den Raum A mit Gas von bestimmtem Druck, so wird ein Teil dieser „Strahlelektronen" mit Gasmolekülen zusammenstoßen und dadurch aus dem Strahl ausgeschieden werden: die beim Gasdruck p' in den Käfig H gelangende Elektronenmenge J' ist kleiner als J. Würde nun die von der Blende B_1 ausgehende Elektronenmenge im Vakuum und beim Gasdruck p' gleich groß sein, so würde sich aus den

[1]) q_{wirk} ist ein mittlerer Querschnitt, wenn das Kraftfeld der Moleküle nicht kugelsymmetrisch ist.

[1]) Im folgenden wird Wirkungsquerschnitt abgekürzt mit WQ.

beiden Intensitätsmessungen J und J' in H sofort der WQ errechnen lassen. Da aber die Intensität des Elektronenstrahls an der Blende B_1 beim Übergang vom Vakuum zum Gas sich ändern wird, muß auch die von B ausgehende Menge, im Vakuum (J_0), und im Gas (J_0') jedesmal gemessen werden, um so auch bei wechselnder Intensität der „Elektronenquelle" B_1 richtige Bezugswerte für J und J' zu erhalten: zu jeder quantitativen WQ-Messung sind also vier Intensitätswerte notwendig:

1. Die im Vakuum nach H gelangende Elektronenmenge: J.

2. Die beim Gasdruck p' nach H gelangende Elektronenmenge: J'.

3. Die im Vakuum von B_1 ausgehende Elektronenmenge: J_0.

4. Die beim Gasdruck p' von B_1 ausgehende Elektronenmenge: J_0'.

Diese Vierzahl kehrt bei allen quantitativen Methoden wieder, einerlei, welche äußere Form sie sonst auch besitzen mögen.

Wir beziehen jetzt die in H bei Vakuum bzw. beim Gasdruck p' aufgefangenen Elektronenmengen J bzw. J' auf gleiche Anfangsmengen dadurch, daß wir sie durch die entsprechenden, von der Blende B_1 ausgehenden Mengen J_0 bzw. J_0' dividieren. Die so vergleichbar gewordenen Intensitätswerte (J/J_0) und (J'/J_0') setzen wir in Gleichung (1) ein: und erhalten daraus durch eine leichte Umrechnung den WQ zu:

$$Q_{\text{wirk}} = \frac{1}{l \cdot p'} \cdot (\log\text{nat}\, J/J_0 - \log\text{nat}\, J'/J_0'). \quad (2)$$

Dieselbe Gleichung gilt bei weiteren Versuchen für andere Drucke mit p'', p''', p'''' usw. statt p'

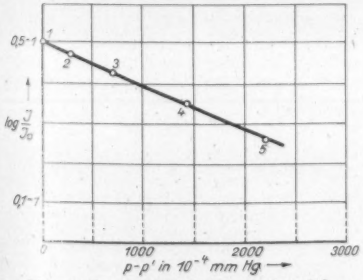


Fig. 3. Druckabhängigkeit des $\log J/J_0$.

und mit $\ln J''/J_0''$, $\ln J'''/J_0'''$, $\ln J''''/J_0''''$ usw. statt $\ln J'/J_0'$. Wie eine einfache Überlegung zeigt, muß dann die Auftragung von $\ln J'/J_0'$, $\ln J''/J_0''$, $\ln J'''/J_0'''$, $\ln J''''/J_0''''$ usw. über $p'-p'$, $p''-p'$, $p'''-p'$, $p''''-p'$ eine gerade Linie ergeben: Fig. 3[1]). Diese „Druckgerade" ist eine gute Kontrolle für einwandfreie WQ-Bestimmung und zeigt im besonderen, daß sich das immer vorhandene Dampfresiduum von Versuch zu Versuch nicht geändert hat. Sie ist jedoch für sich allein als Kriterium einer fehlerfreien Messung nicht hinreichend, wenn ein Fehler eingeht, der innerhalb der Versuchsschwankungen dem Druck proportional ist.

Im folgenden bringen wir eine Beschreibung der einzelnen Methoden; für jede von ihnen wird am Schluß des betreffenden Absatzes eine abgekürzte Bezeichnung in eckigen Klammern gegeben, mit der wir nachher arbeiten wollen, z. B. [*Ra*].

Magnetische Kreismethoden. Will man mit einer Versuchsanordnung der am Anfang gegebenen Definition des WQ gerecht werden, so müssen auch diejenigen Elektronen aus dem Strahl ausgeschieden werden, die einen Geschwindigkeitsverlust ohne Richtungsänderung erlitten haben. Diese Bedingung wird am einfachsten erfüllt von den Versuchsanordnungen, bei denen der Elektronenstrahl durch ein magnetisches Feld zur Durchlaufung einer definierten Kreisbahn gezwungen wird; denn jede Geschwindigkeitsverminderung führt hier unmittelbar zu einer Ausscheidung aus dem Strahl. Die magnetische Anordnung bietet außerdem zwei weitere Vorteile: erstens wird mit Hilfe des Magnetfeldes aus der breiten Geschwindigkeitsverteilung, die durch die Elektronenquelle bedingt ist, ein schmaler Bereich für die Messung ausgeblendet und zweitens ist die Rückkehr eines Elektrons in den Strahl durch einen zweiten Stoß unwahrscheinlich von zweiter Ordnung, da sowohl die Richtung als auch die Geschwindigkeit mit der der Strahlelektronen übereinstimmen muß. Aus denselben Gründen ist auch das Hineinkommen nicht vom Strahl herrührender Elektronen sehr erschwert. Die magnetischen Kreismethoden sollen deshalb hier zuerst behandelt werden, obgleich sie zeitlich erst nach den Methoden mit geradlinigem Strahlweg entwickelt worden sind.

Die Methode von Brode (Fig. 4) ist zwar nicht die älteste, aber die einfachste Ausführung einer solchen magnetischen Kreismethode. Einige der aus dem Glühdraht G austretenden, auf dem Wege GC radial beschleunigten Elektronen verlassen den Zylinder C durch die Blende B. Ein kleiner Teil von diesen wird dann von dem senkrecht zur Zeichenebene stehenden Magnetfeld auf einem Kreise durch die Blende 1, 2, 3, 4, 5 hindurch in den Käfig H gelenkt („Elektronenstrahl"). Die vier Intensitätswerte sind:

1) Das Beispiel ist einer Arbeit von Ramsauer-Kollath [31] entnommen.

1. Die im Vakuum nach H gelangende Elektronenmenge: J.

2. Die beim Gasdruck p' nach H gelangende Elektronenmenge: J'.

3. Die im Vakuum von B ausgehende Elektronenmenge: J_0.

4. Die beim Gasdruck p' von B ausgehende Elektronenmenge: J_0'.

Aus diesen vier Intensitätswerten läßt sich der WQ nach Gleichung (2) leicht berechnen. Wir bezeichnen diese Methode im folgenden mit: [*Bro*].

Gegen diese Meßmethodik besteht folgendes Bedenken: die Intensitätswerte J und J' von

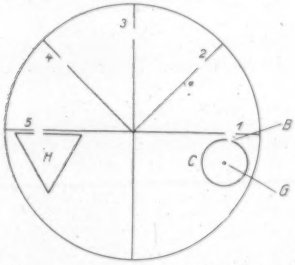


Fig. 4. Magnetische Kreismethode nach R. B. Brode [*Bro*].

schmalem, durch das Magnetfeld definiertem Geschwindigkeitsbereich werden verglichen mit den Intensitätswerten J_0 und J_0' von viel breiterem Geschwindigkeitsbereich. Dieser Gedankengang möge an folgendem, willkürlich gewähltem Beispiel erläutert werden: In Fig. 5 möge die Kurve a die Geschwindigkeitsverteilung der von der Blende B ausgehenden Elektronen im Vakuum bedeuten. Wir wollen annehmen, daß diese Geschwindigkeitsverteilung sich bei Gaseinlaß ändert, z. B. in der Weise, daß die Kurve sich im ganzen verflacht, der von ihr mit der Abszissenachse gebildete Flächeninhalt aber gleich groß bleibt (Kurve a' in Fig. 5). Aus diesen beiden Geschwindigkeitsverteilungen schneidet das Magnetfeld für die Messung in H eine schmalere Geschwindigkeitsverteilung heraus (Kurve b bzw. b' in Fig. 5). Der Flächeninhalt von b bzw. b' über der Abszissenachse ist dann offenbar der richtige Bezugswert für die im Vakuum bzw. beim Gasdruck p' in H aufgefangene Elektronenmenge. Nach der Meßmethodik von Brode wird aber nicht diese Fläche als Bezugswert genommen, sondern der gesamte Flächeninhalt, den die Kurve a bzw. a' mit der Abszissenachse einschließt: es wird also bei unserem Beispiel auf nicht maßgebende Anfangswerte bezogen. Diese Fehlermöglichkeit wird zwar in der sorgfältigen Brodeschen Methodik durch die Kontrolle der „Druckgeraden" wesentlich eingeschränkt, bleibt aber bestehen, wenn die Formänderung der gesamten Geschwindigkeitsverteilung bei Gaseinlaß soweit proportional zum Druck erfolgt, daß die „Druckgerade" innerhalb der Versuchsgenauigkeit ihre Form behält[1]).

Die Möglichkeit eines solchen Fehlers wird umgangen, wenn die Gesamtintensität an einer

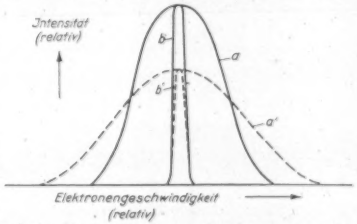


Fig. 5. Geschwindigkeitsverteilungskurven vor (a) und nach (b) magnetischer Homogenisierung.

Stelle gemessen wird, an der ihre Geschwindigkeitsverteilung schon dieselbe Form hat wie die in den Käfig H gelangenden Elektronen. Ramsauer mißt deshalb die Gesamtmenge erst an der Blende 5 der Brodeschen Apparatur, indem er dem Auffangkäfig H einen zweiten Auffangkäfig V voranstellt (Fig. 6): „Elektronenquelle"

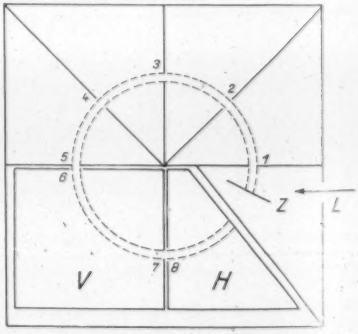


Fig. 6. Magnetische Kreismethode nach C. Ramsauer [*Ra*].

ist also bei der Kreismethode von Ramsauer die Blende 5. Die zur WQ-Messung notwendigen vier Intensitätswerte sind:

1) Die Möglichkeit eines solchen Fehlers war im weitgehenden Maße gegeben bei der Brode-Methode in ihrer ersten Form, wo die in dem Käfig H gelangende Menge direkt auf die Gesamtemission des Glühdrahtes bezogen wurde. Diese Form der Methode wurde dann später von Brode selbst zugunsten der hier beschriebenen verlassen.

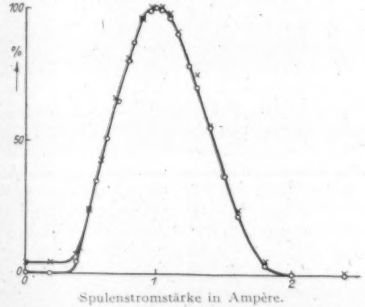
1. Die im Vakuum nach H gelangende Elektronenmenge (bei geerdetem Käfig V): J.

2. Die beim Gasdruck p' nach H gelangende Elektronenmenge (bei geerdetem Käfig V): J'.

3. Die im Vakuum von der Blende 5 ausgehende Elektronenmenge (in $V+H$ aufgefangen): J_0.

4. Die beim Gasdruck p' von der Blende 5 ausgehende Elektronenmenge (in $V+H$ aufgefangen): J'_0.

Bei dieser Methode besitzen die Verteilungskurven für den Käfig H und für die zusammengeschalteten Käfige $V+H$ dieselbe Form, wie Fig. 7 zeigt[1]; irgendeine Formänderung oder



Spulenstromstärke in Ampère.

Fig. 7. Magnetische Geschwindigkeitsverteilungskurven.
Beide Käfige zusammen: $V+H$: × ×
Hinterer Käfig allein: H: ⊙ ⊙.

Verschiebung der Gesamtverteilung kann also nicht mehr schaden, da sie sich in gleicher Weise auf beide Messungen auswirkt. Die magnetische Kreismethode in dieser exaktesten, von Ramsauer angegebenen Form mit zwei hintereinander geschalteten Käfigen wurde bei dem größten Teil aller bis jetzt bekannten WQ-Kurven zur Messung benutzt, außer Ramsauer noch von Brüche, Ramsauer-Kollath und Schmieder. Wir bezeichnen diese Methode im folgenden mit: [*Ra*][2].

1) Eine so gute Übereinstimmung zwischen den Verteilungskurven der in H bezw. $V+H$ gemessenen Elektronen wird nur dann erreicht, wenn eine der den Elektronenstrahl bestimmenden Blenden beweglich ausgebildet wird. Vgl. C. Ramsauer und R. Kollath, Ann. d. Phys. **4**, 541, 1930.

2) Die historisch älteste Kreismethode von Ramsauer, aus der sich die eben beschriebene erst entwickelt hat, benutzte statt der beiden hintereinanderstehenden Käfige zwei nebeneinander angeordnete. Diese Methode ist aber bald zugunsten der obigen verlassen worden; wir erwähnen sie hier nur deswegen, weil die WQ-Anomalien im Argon mit ihr entdeckt wurden und weil einzelne wichtige Punkte in verschiedenen Gasen mit ihr schon frühzeitig festgelegt worden sind. Wir bezeichnen diese Methode im folgenden mit: [*Ra* 1.]

Brüche hat diese Meßmethodik auch zu einfachen qualitativen Messungen benutzt, um einen Kurvenzug möglichst dicht mit Punkten belegen zu können, indem er nur die Elektronenintensitäten bestimmt, die im Vakuum und im Gas in die zusammengeschalteten Käfige gelangen. Er erhält so zunächst einen qualitativen Kurvenverlauf, den er dann durch quantitative, d. h. aus vier Intensitätsmessungen bestimmte Punkte, in größeren Abständen kontrolliert bzw. korrigiert[1]).

Methode des longitudinalen Magnetfeldes. Diese Methode von Rusch[2]) [18] unterscheidet sich von den Kreismethoden allein durch

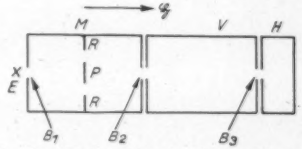


Fig. 8. Methode des longitudinalen Magnetfeldes von M. Rusch [*Ru*].

andere Art der Strahlaussonderung, Fig. 8 zeigt das Prinzip der longitudinalen Methode: Die von E ausgehenden, unter kleinen Winkeln durch die Blende B_1 in M eintretenden Elektronen werden durch das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ in spiralförmige Bahnen gezwungen. Die Stärke des Magnetfeldes wird zur Elektronengeschwindigkeit passend so gewählt, daß Elektronen von B_1 bis B_2 gerade eine Windung der Spirale zurücklegen. (Höhere Ordnungen werden durch den Ring R und die Scheibe P ausgeblendet.) Bei gleicher Länge des „Monochromators M" und des ersten Käfigs V sind dann die Blenden B_2 und B_3 „Brennpunkte" des Elektronenstrahls. Die vier Intensitätsmessungen gehen mit den beiden Käfigen V und H genau so vor sich wie bei der Kreismethode von Ramsauer mit den beiden Käfigen V und H. Die Methode ist als Ergänzung der WQ-Messung nach der Kreismethode begrüßenswert, leider liegen bisher jedoch Ergebnisse mit ihr nur an Argon vor. Wir bezeichnen diese Methode im folgenden mit: [*Ru*].

Elektrostatische Methoden. Außer den bis jetzt genannten Methoden, bei denen der Elektronenstrahl magnetisch abgelenkt wird, lassen sich auch solche zur WQ-Messung be-

1) Vgl. das Meßbeispiel in Neon. d. A. Fig. 15.

2) Herr Rusch hatte diese Methode ursprünglich dazu ausgebaut, um durch Vergleich der WQ-Werte im transversalen und im longitudinalen Magnetfeld möglicherweise Aufschlüsse über die Richtwirkung von Magnetfeldern auf Moleküle zu erhalten. Die Methode schließt sich eng an eine grundlegende Arbeit von Busch (Phys. ZS. **23**, 438, 1922) an.

nutzen, die einen geradlinigen, unabgelenkten Strahl verwenden. Wir nennen diese Methoden zuletzt, weil sie zwar in den Arbeiten von Lenard die Grundlagen für die weitere Entwicklung geliefert haben, in den neueren Arbeiten aber durch die magnetischen Methoden verdrängt worden sind. Sie haben nämlich gegenüber den eben besprochenen zunächst den Nachteil, daß keine so scharf definierte Geschwindigkeit der Strahlelektronen vorliegt wie bei den magnetischen Methoden[1]). Ferner werden bei dieser Anordnung Elektronen, die einen Geschwindigkeitsverlust erlitten haben, aus dem Strahl nicht ausgeschieden, wenn sie annähernd ihre alte Flugrichtung nach dem Stoß beibehalten. Will man diese Methode demnach für die Wirkungsquerschnittsmessung brauchbar machen, so wird man den Meßkäfig so hoch negativ aufladen, daß nur die unbeeinflußten Elektronen, nicht aber solche, die schon einen Teil ihrer Geschwindigkeit verloren haben, zur Messung gelangen können.

Wir müssen also scharf unterscheiden, ob die elektrostatische Methode zur Bestimmung des absorbierenden Querschnitts im alten Lenardschen Sinne, d. h. ohne Gegenfeld, oder zur Bestimmung des WQ, d. h. mit Gegenfeld benutzt wird. H. F. Mayer [2] hat Messungen des „Absorptionsquerschnitts" ausgeführt und hat hierbei der Methode eine sehr elegante Differenzform gegeben.

Fig. 9 gibt ein Schema seiner Anordnung: die vom Glühdraht G ausgehenden Elektronen werden auf der Strecke B_1—B_2 auf die gewünschte Geschwindigkeit beschleunigt, durchfliegen danach den feldfreien Raum S und werden schließlich im Käfig K aufgefangen. Dieser Käfig K läßt sich von außen her im Raum S verschieben. Die vier Intensitätswerte sind:

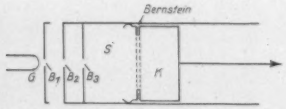


Fig. 9. Methode des geradlinigen Strahls von P. Lenard [L]. (Käfig K verschiebbar.)

1. Die im Vakuum bei der Stellung 1 des Auffangskäfigs in diesen gelangende Elektronenmenge: J_0.

2. Die beim Gasdruck p' bei derselben Stellung 1 des Auffangkäfigs in diesen gelangende Elektronenmenge: J_0'.

3. Die im Vakuum bei einer anderen Stellung 2 des Auffangkäfigs in diesen gelangende Elektronenmenge: J.

4. Die beim Gasdruck p' bei derselben Stellung 2 des Auffangkäfigs in diesen gelangende Elektronenmenge: J'.

Die in Gleichung (2) S. 987 d. A. einzusetzende Absorptionsstrecke l ist gleich der Größe der Verschiebung des Auffangkäfigs aus der Stellung 1 in die Stellung 2. Genau dieselbe Anordnung (verschiebbarer Auffangkäfig) benutzte Maxwell [17] zur Messung des Absorptionsquerschnittes von Hg-Dampf.

Wirkungsquerschnittsmessungen, d. h. Messungen unter Einschaltung von Gegenfeldern, sind nach dieser Methode durchgeführt worden von Brüche [16] und Jones [26], die statt des einen verschiebbaren Käfigs zwei hintereinander geschaltete F und H wie bei den Kreismethoden verwendeten.

Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß der ursprünglich von Ramsauer als möglich erwartete größere Unterschied zwischen dem absorbierenden Querschnitt und dem Wirkungsquerschnitt in diesem Geschwindigkeitsbereich nicht zu bestehen scheint. Dies würde darauf hinweisen, daß hier die Einwirkung des Moleküls auf das Elektron in der Hauptsache aus Ablenkungen unter größeren Winkeln besteht. — Bei der geringen Verwendung dieser Methode für das gesamte Material wollen wir keine feineren Unterschiede zwischen den einzelnen Ausführungsformen machen; wir bezeichnen daher im folgenden diese Methoden nur allgemein als Lenardmethoden mit: [L].

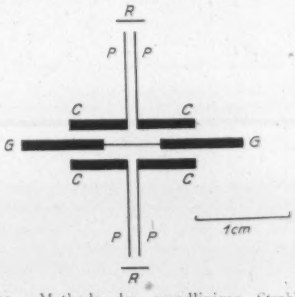


Fig. 10. Methode des geradlinigen Strahls von R. B. Brode [Bro I].

Will man eine Steigerung der zur WQ-Messung zur Verfügung stehenden Elektronenintensität erreichen, so muß man Anordnungen mit Zylinder- oder Kugelsymmetrie zu Hilfe nehmen. So hat Brode die Methode des geradlinigen Strahls bei zylindersymmetrischer Anordnung zur Messung des WQ der Dämpfe von Zn, Cd, Hg in sehr einfacher Form benutzt: Fig. 10. Die vom Glühdraht G ausgehenden

[1]) Falls nicht schon vor dem Eintritt in den eigentlichen Meßraum der Strahl elektrostatisch definiert wurde (vgl. H. Löhner, Ann. d. Phys. **6**, 50, 1930).

Elektronen werden auf dem kurzen Wege zum ihn umgebenden Zylinder C auf die gewünschte Geschwindigkeit beschleunigt und ein Teil von ihnen gelangt dann zwischen den beiden Kreisplatten P, die den radialen Strahl geometrisch begrenzen sollen, hindurch bis auf den Auffangkäfig K. Die vier Intensitätswerte sind:

1. Die im Vakuum auf den Ringkäfig K gelangende Elektronenmenge J.

2. Die beim Gasdruck p' auf den Ringkäfig K gelangende Elektronenmenge: J'.

3. Die gesamte den Glühdraht im Vakuum verlassende Elektronenmenge: J_0.

4. Die gesamte den Glühdraht beim Gasdruck p' verlassende Elektronenmenge: J_0'.

Diese Methode gab den qualitativen Verlauf des WQ richtig wieder, jedoch stimmte die quantitative Höhe der Kurven und die Reihenfolge der 3 Dämpfe nach der Kurvenhöhe mit späteren Messungen, die von Brode selbst [27, 33] nach seiner eigenen Kreismethode ausgeführt worden sind, nicht überein. Wir bezeichnen diese Methode im folgenden mit: [*Bro* I].

Eine andere Methode mit geradlinigem Strahlweg, deren Anwendungsgebiet wegen der großen zur Verfügung stehenden Elektronenintensität besonders die kleinsten Elektronengeschwindigkeiten sind, ist die „Lochkugelmethode" (Fig. 11),

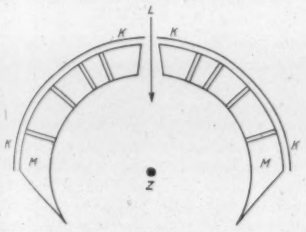


Fig. 11. Lochkugelmethode von M. Rusch [*Ru I*].

die von Rusch [15] angegeben worden ist. Die Elektronen laufen von einer kleinen Zinkkugel Z, die im Mittelpunkt einer 1 cm starken Messingkugelschale M steht, radial nach allen Seiten aus und gelangen durch eine große Anzahl von dünnen Kanälen auf den um die Kugelschale außen herumgelegten Auffangkäfig K. Zur quantitativen WQ-Messung hätte man, wie es auch ursprünglich beabsichtigt war, zwei hintereinander gesetzte Lochkugeln verwenden müssen. Rusch hat sich jedoch nur mit einer Lochkugel also mit zwei Intensitätsmessungen, begnügt, hat aber das Fehlen der beiden anderen notwendigen Intensitätsmessungen bis zu einem gewissen Grade in anderer Weise kompensiert (vgl. S. 992 d. A.). Ihm ist es auf diesem Wege unter anderem gelungen, den Wiederanstieg der Argon- und Kryptonkurve nach kleinsten Geschwindigkeiten hin nachzuweisen. Wir bezeichnen diese Methode im folgenden als: [*Ru I*].

Direkte qualitative Methoden.

Die qualitativen Methoden haben sich als Bestätigung und Ergänzung der quantitativen Messungen als so gut brauchbar erwiesen, daß dieser Bericht eine wesentliche Lücke enthielte, wenn wir sie hier nicht zur Darstellung bringen würden. Sie sind deshalb in Teil II vollständig wiedergegeben, soweit sie in Kurvenform vorliegen.

Methode von Akesson. Diese Untersuchung, deren Deutung zunächst zweifelhaft bleiben mußte, ist hier deswegen aufgeführt, weil Akesson [1] schon sehr früh (1916) Andeutungen der Querschnittsanomalien bei einigen Nichtedelgasen gefunden hat. Die von einer Elektronenquelle ausgehenden Elektronen werden zunächst durch Beschleunigung auf die gewünschte Geschwindigkeit gebracht und nach Durchlaufen eines Gasraumes in einem Käfig aufgefangen. Mit steigender Strahlgeschwindigkeit gelangen dann immer mehr Elektronen in den Auffangkäfig. Liegen starke WQ-Anomalien vor, so wird dieser gleichmäßige Anstieg der Intensität mit der Beschleunigung der Elektronen durch zeitweiligen Intensitätsabfall unterbrochen und dadurch mehr oder weniger starke Durchlässigkeit angedeutet. Man hat jedoch damals seine Meßergebnisse nicht sehr beachtet, weil sie zu wenig beweiskräftig waren. Erwähnt seien an dieser Stelle auch Messungen von Glockler[1]), die nach derselben Methode angestellt wurden.

Ferner sollen an dieser Stelle methodisch verwandte Messungen genannt werden von Minkowski und Sponer[2]) in den Edelgasen und in *Zn*, *Cd*, *Hg*, bei denen aus Raumladungs- und damit Intensitätsänderungen auf WQ-Anomalien geschlossen wurde; ihre Resultate waren jedoch ebenfalls mehrdeutig.

Formänderung von Geschwindigkeitsverteilungskurven bei Gaseinlaß. Ramsauer hatte seine erste Kreismethode mit zwei nebeneinander liegenden Käfigen ([*Ra I*], vgl. d. A. S. 989 Anm.); bei der noch keine Beschleunigung der Elektronen möglich war, dazu benutzt, um

1) G. Glockler, Proc. Nat. Acad. Amer. **10**, 155, 1924.

2) Minkowski und Sponer, ZS. f. Phys. **15**, 399, 1923; H. Sponer, ZS. f. Phys. **18**, 249, 1923; R. Minkowski, ZS. f. Phys. **18**, 258, 1923.

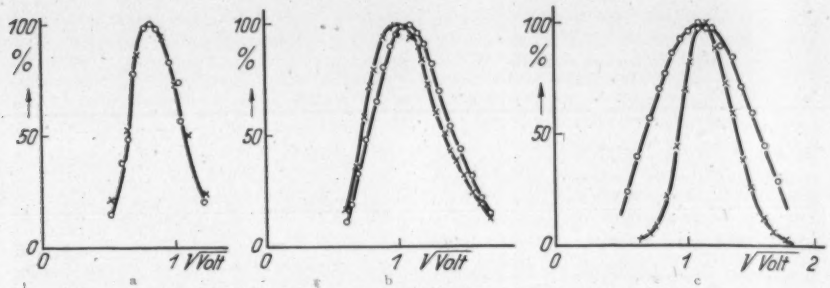


Fig. 12 a—c. Änderung von Geschwindigkeitsverteilungskurven bei Gaseinlaß. Vakuum: ○○; Gas: ××

für einen kleinen Geschwindigkeitsbereich in der Nähe des quantitativ gemessenen Punktes die Neigung der WQ-Kurve zu verfolgen. Brüche hat dann mit der jetzt gebräuchlichen Anordnung (Fig. 6) für eine ganze Reihe verschiedener Geschwindigkeiten solche Neigungsbestimmungen durchgeführt, um auf diese Weise eine Aussage über den Verlauf der WQ-Kurve in einem größeren Geschwindigkeitsbereich zu erhalten. Bei der Apparatur (Fig. 6) wird zwischen Z und Blende 1 eine gegebene Beschleunigungsspannung angelegt, dann das Magnetfeld vom Wert Null zu immer höheren Werten durch Vergrößerung der Magnetspulenstromstärke variiert, und die zu jedem Magnetfeld gehörende Aufladung des Meßkäfigs bestimmt, die von Null anwachsend ein Maximum überschreitet und dann wieder nach Null abfällt. Man erhält so die „magnetische Geschwindigkeitsverteilungskurve". Wir messen Lage und Form dieser Verteilungskurve im Vakuum und im Gas. Die Gaskurven werden dann im allgemeinen anders aussehen als die Vakuumkurven, denn erstens kann das Gas einen Einfluß auf den Emissionsvorgang an der Zinkplatte ausüben: „indirekter Gaseinfluß" und zweitens können Elektronen verschiedener Geschwindigkeit auf dem Wege von der Zinkplatte zum Meßkäfig im Gas verschieden stark absorbiert werden: „direkter Gaseinfluß". Bei den meisten für diese Untersuchungen in Betracht kommenden Gasen überwiegt, wie der Versuch gezeigt hat, bei lichtelektrischer Elektronenauslösung die zweite Möglichkeit: „der direkte Gaseinfluß".

Aus der Gegenüberstellung der beiden Kurven können wir jetzt Rückschlüsse auf den Verlauf der WQ-Kurve ziehen. Wir geben (Fig. 12a—c) drei Fälle als Beispiel, aus denen sich alle anderen vorkommenden leicht ableiten lassen.

a: Vakuum- und Gaskurve sind identisch: der WQ ist innerhalb der nicht allzu großen Versuchsgenauigkeit dieser Methode konstant, zeigt also höchstens einen ganz flachen An- oder Abstieg[1]).

b: Die Gaskurve ist gegenüber der Vakuumkurve nach kleineren Geschwindigkeiten verschoben: der WQ wächst mit größer werdender Strahlgeschwindigkeit an[2]).

c: Die Gaskurve ist gegenüber der Vakuumkurve auf beiden Seiten verschmälert: der WQ hat ein Minimum[2]).

Es sei aber nochmals betont, daß solche Kurven immer auf die Bestätigung durch quantitative Messungen angewiesen sind, daß sie aber mit Vorteil dazu benutzt werden, zunächst einmal eine provisorische Aussage über den allgemeinen Gang der Kurve zu erhalten.

Nach derselben Methode bestimmte Rusch an seiner „Lochkugelapparatur" zuerst den WQ-Verlauf der Edelgase bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten, wobei die Verteilungskurven aus Gegenspannungskurven entnommen wurden. Hat man keine quantitativen Werte zur Bestätigung der Ergebnisse nach dieser Methode zur Verfügung, so kann man die Resultate nach Rusch dadurch besser fundieren, daß man die Verteilungskurven längs der Voltachse verschiebt und erst nach übereinstimmendem Auswertungsergebnis mehrerer sich überschneidender Kurven für die gleichen Abszissen das Ergebnis als gesichert betrachtet. Voraussetzung dafür ist die sorgfältige Durcharbeitung eines großen Versuchsmaterials.

1) Das Beispiel a wurde entnommen aus der ersten Arbeit von C. Ramsauer [3] (Methode [Ra 1]) und bestätigt deutlich die von Ramsauer-Kollath gefundene praktische Konstanz des WQ von Wasserstoff in der Umgebung des von Ramsauer 1921 gemessenen quantitativen Punktes.

2) Die Beispiele b und c sind entnommen aus der Arbeit von C. Ramsauer und R. Kollath [31] und geben den Verlauf des WQ in Neon (b) und das Minimum in Xenon (c) bei kleinen Elektronengeschwindigkeiten wieder.

Indirekte Methoden.

Im Gegensatz zu allen bisher behandelten quantitativen und qualitativen Methoden zur Messung des Wirkungsquerschnitts steht die indirekte Methode von Townsend. Sie kommt auf einem ganz neuen Wege zu Aussagen über die Geschwindigkeit und über die freie Weglänge der benutzten Elektronen. Das so von Townsend und seinen Schülern gesammelte Versuchsmaterial, welches sich leicht auf die Form unserer Wirkungsquerschnittskurve umrechnen läßt, erstreckt sich auf eine große Anzahl von Gasen und bis zu sehr geringen Elektronengeschwindigkeiten, während es nach oben hin nicht über 3 | Volt hinausreicht.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 13a, b dargestellt, wobei das ganze sehr sorgfältig behandelte experimentelle Detail fortgelassen ist.

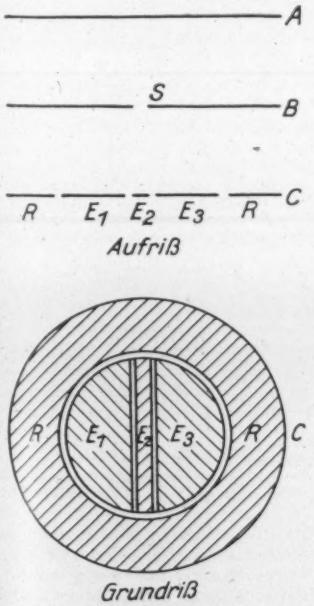


Fig. 13a u. b. Prinzip der Anordnung von Townsend.

Die Apparatur, die sich in einem Gase von beispielsweise 10 mm Hg Druck befindet, besteht in der Hauptsache aus den runden Metallplatten A, B, C, von denen die letztere in einen Schutzring und drei Auffangeelektroden zerfällt (vgl. Fig. 13b). An A werden Elektronen lichtelektrisch ausgelöst. Diese Elektronen werden durch ein elektrisches Feld zwischen A und B nach B getrieben, treten zum Teil in den Schlitz S ein (Längendimension senkrecht zur Zeichenebene) und werden von hier durch ein gleiches zwischen B und C wirkendes Feld weiter abwärts nach Platte C hin getrieben.

Bei dem sich so entwickelnden Gesamtvorgang kommen eine Reihe von Teilvorgängen zur Wirksamkeit; diese Teilvorgänge werden im folgenden zur leichteren Orientierung des Lesers einzeln aufgezählt, ohne daß diese Aufzählung eine prinzipielle Bedeutung beansprucht.

a) Beim Zusammenstoß mit einem Molekül ändert das Elektron seine Richtung; jeder Winkel wird hierbei als gleich wahrscheinlich angenommen.

b) Beim Zusammenstoß mit einem Molekül verliert das Elektron an Geschwindigkeit; über die Art des Geschwindigkeitsverlustes können verschiedene Annahmen gemacht werden, ohne daß Townsend sich für eine bestimmte Annahme entscheidet.

c) Zwischen zwei Zusammenstößen erhält das Elektron einen Geschwindigkeitszuwachs in Richtung des Feldes.

d) Durch c wird eine mittlere Wanderungsgeschwindigkeit in Richtung des Feldes hervorgerufen.

e) Durch c wird ferner eine dauernde Steigerung der absoluten Geschwindigkeit des Elektrons hervorgerufen.

f) Die Geschwindigkeitssteigerung unter e) führt schließlich zu einem Gleichgewichtszustand, in dem sie durch den Geschwindigkeitsverlust unter b kompensiert wird.

Auf diesen Grundlagen wird dann ein mathematisches Gleichungssystem entwickelt, das im allgemeinen für richtig gehalten werden muß, bei dem aber die Frage zu stellen ist, ob tatsächlich die Verteilung der Geschwindigkeiten und die Verteilung der freien Weglängen im einzelnen genügend berücksichtigt ist.

An dem nach C gelangenden Elektronenstrom, dessen Elektronengeschwindigkeiten sich schon vor dem Eintritt in S zur Feldstärke und zum Gasdruck ins Gleichgewicht gesetzt haben, werden für ein bestimmtes Feld und einen bestimmten Gasdruck zwei voneinander unabhängige Messungen ausgeführt:

a) Gemessen wird das Verhältnis der Elektronenmenge n_2, die auf E_2 gelangt, zu der gesamten Elektronenmenge $n_1 + n_2 + n_3$, die auf $E_1 + E_2 + E_3$ gelangt.

b) Gemessen wird dasjenige magnetische Feld, welches, senkrecht zur Zeichenebene stehend, bewirkt, daß $n_1 + n_2 = n_3$ wird, welches also die Mittelebene des Elektronenstromes um die halbe Breite von E_2 verschiebt.

Aus diesen beiden Meßwerten werden die Werte der freien Weglänge und die Werte der Elektronengeschwindigkeit berechnet, die sich dann leicht auf den Wirkungsquerschnitt und die Geschwindigkeit in Volt umrechnen lassen.

Die so erhaltenen Wirkungsquerschnittskurven haben nicht den unmittelbaren quantitativen Wert wie die Ergebnisse der direkten Methoden, da sie ja, abgesehen von allen sonstigen physikalischen und mathematischen Schwierigkeiten, auf der unbewiesenen Voraussetzung einer allseitig gleich wahrscheinlichen Elektronenreflexion am Gasmolekül beruhen. Tatsächlich zeigen sie aber im allgemeinen eine Übereinstimmung mit dem direkt bestimmten Kurvenverlauf, die einerseits die Richtigkeit der Voraussetzungen nachträglich beweist und andererseits der mathematischen Durcharbeitung ein glänzendes Zeugnis ausstellt. In einer typischen Beziehung versagt jedoch die Methode, sie gibt nämlich das erste Maximum der Wirkungsquerschnittskurven gar nicht oder wesentlich zu niedrig, wie der Vergleich bei Ar, N_2, CO, CO_2 deutlich zeigt. Dies bedeutet natürlich keine Unrichtigkeit der Messungen, sondern zeigt nur, daß in den betreffenden Geschwindigkeitsbereichen die Voraussetzungen der Rechnung nicht mehr zutreffen.

Bei dieser Sachlage kann man die Ergebnisse der indirekten Methode von Townsend nicht als quantitative Werte ansehen, sie können aber in manchen Fällen mit großem Vorteil zur Entscheidung zwischen zwei sich gegenseitig widersprechenden Kurven herangezogen werden. —

Es folgt in Tabelle I eine übersichtliche Zusammenstellung aller im Vorhergehenden besprochenen Methoden und ihrer abgekürzten Bezeichnungen mit Hinweis auf die Stelle der Besprechung in dieser Arbeit.

Tabelle I.

Zusammenstellung der Methoden zur Messung des WQ.

Methode von:	Kurze Bezeichnung:	Charakterisierung durch:	Besprochen auf Seite	Schema in Figur
Brode	[*Bro*]	Magn. Kreis, Einkäfig, quant.	987—988	3
Ramsauer	[*Ra*]	Magn. Kreis, zwei Käfige hintereinander	988—989	4
Ramsauer	[*Ra I*]	Magn. Kreis, zwei Käfige nebeneinander	989 Anm.	—
Rusch	[*Ru*]	Longit. Magnetfeld, zwei Käfige hintereinander	989	5
Lenard	[*L*]	Geradliniger Strahl, ein verschiebbarer Käfig oder zwei Käfige hintereinander	990	6
Brode	[*Bro I*]	geradliniger Strahl, Zylindersymmetrie, Einkäfig, quant.	990	7
Rusch	[*Ru I*]	Lochkugelmethode, Kugelsymmetrie, Einkäfig, qual.	991	8
Akesson	—	qual., Einkäfig, Intensitätsänderung durch WQ-Einfluß	991	—
Minkowski-Sponer	—	qual., Raumladungsänderungen durch WQ-Einfluß	991	—
Ramsauer Brüche	—	Formänderung von Geschwindigkeitsverteilungskurven, qual. Einkäfig.	992	(12 a—c)
Townsend	[*To*]	indirekt, WQ aus Diffusionsvorgängen berechnet	993—994	13

II. Meßergebnisse nach den verschiedenen Methoden für jedes einzelne Gas.

Vorbemerkungen.

Die Meßergebnisse der oben aufgeführten, zum Teil recht verschiedenen Methoden werden im folgenden für jedes einzelne Gas zusammengestellt. In einer kritischen Besprechung wird dann diejenige Kurvenform herausgearbeitet, die der Verfasser nach dem augenblicklichen Stand des experimentellen Materials als die z. Z. wahrscheinlichste Kurvenform betrachten zu müssen glaubt. Um nicht nachher öfter wiederholen zu müssen, sei vorher der Standpunkt skizziert, den Verf. den wichtigsten, bei vielen Gasen wiederkehrenden Fragen gegenüber bei dieser Besprechung einnimmt.

Die absolute Kurvenhöhe. Wie die Kurvenzusammenstellungen dieses Teiles II zeigen, unterscheiden sich die Messungen von Ramsauer, Brüche, Normand, Ramsauer-Kollath im allgemeinen in der Weise, daß die Messungen von Brüche und zum Teil auch die von Ramsauer-Kollath einige Prozent tiefer

liegen als die von Ramsauer, während die Messungen von Normand ihrerseits durchschnittlich einige Prozent unter denen von Brüche liegen. Wir lassen dahingestellt, ob diese Unterschiede in der quantitativen Kurvenhöhe durch die geometrischen Bedingungen der verschiedenen für WQ-Messungen benutzten Apparaturen bedingt sind, da wir diese ganze Frage für noch nicht genügend geklärt halten. Weil die Unterschiede nicht allzu groß sind, verfahren wir aus rein praktischen Gründen in der Schlußzusammenstellung folgendermaßen:

a) Alle Kurven, die nur von einem Verfasser bestimmt sind, bringen wir in der Originalhöhe, die der Verfasser selbst als einzige oder wahrscheinlichste angegeben hat. Dies gilt für Kr, X (Ramsauer); Cd, Zn, Ka, Na, Rb, Cs (Brode); NO, H_2O, NH_3, HCl, C_2H_2, C_2H_4, C_2H_6, C_3H_6, C_4H_{10} (Brüche); HCN, C_5H_{12}, C_2H_6O und für die (CH_2)-, $(CH_3)_2$-, $(CH_3)_3$-Verbindungen (Schmieder).

b) Bei denjenigen Kurven, die zwar von mehreren Verfassern gemessen worden sind, aber zu einer Gruppe gehören, die vollständig nur von einem Verfasser bestimmt ist, wählen wir die von diesem Verfasser gegebene Höhe, um die Vergleichbarkeit innerhalb der Gruppe aufrechtzuerhalten. Wir geben also die Ar-Kurve in der Höhe von Ramsauer, die Hg-Kurve in der Höhe von Brode, die CH_4-Kurve in der Höhe von Brüche.

c) Bei den übrigen fünf Gasen (He, Ne, H_2, N_2, CO), an deren Festlegung eine ganze Reihe von Beobachtern beteiligt ist, geben wir ein Mittel zwischen den einzelnen Beobachtungen, welches uns nach eingehender Kritik als das richtige erscheint. Dort, wo der Verlauf der WQ-Kurve uns zweifelhaft geblieben ist, deuten wir dieses durch punktieren an.

Qualitative und indirekte Ergebnisse können in dieser Zusammenstellung bei der Wahl der absoluten Höhe der Kurven nicht berücksichtigt werden.

„Feinstruktur". In einer kürzlich erschienenen Arbeit von Normand [36] wird bei nochmaliger Durchmessung des WQ-Verlaufes in mehreren Gasen eine „Feinstruktur" gefunden, d. h. Abweichungen vom glatten Kurvenverlauf durch Knicke oder kleine Maxima und Minima. Wir halten eine solche „Feinstruktur", die ja auch nach Ramsauer-Kollath z. B. in dem Verlauf der CO-Kurve in der Nähe von 1 Volt durch einen scharfen Knick und im Endverlauf der He-Kurve durch eine Schlangenlinie zum Ausdruck kommt, durchaus für möglich[1]). Wir glauben aber, daß zu einer endgültigen Festlegung solcher „Feinstrukturen" die Anhäufung eines großen Beobachtungsmaterials notwendig ist und sehen sie deshalb nur dort als gesichert an, wo die Messungen mehrerer Autoren sich gegenseitig stützen, wie z. B. in Helium und Kohlenoxyd. Im übrigen bringen wir die Normandschen „Feinstrukturen" gleichberechtigt neben dem anderweitig festgelegten mittleren Kurvenverlauf, indem wir beide an den betreffenden Stellen punktiert geben.

Indirekte, qualitative und „überholte" Messungen. — Indirekte Messungen liegen in Kurvenform nur von Townsend und seinen Mitarbeitern vor. Sie sind deshalb von besonderer Bedeutung, weil ihre Ergebnisse auf prinzipiell andersartigem Wege gewonnen worden sind. Aus diesem Grunde ist ihre Übereinstimmung mit den Ergebnissen der direkten Methoden durchaus keine Selbstverständlichkeit, sondern daran gebunden, daß die Voraussetzungen der Rechnungen von Townsend, z. B. die allseitig gleichmäßige Reflexion der Elektronen an Molekülen, tatsächlich vorliegen. Alles in allem liegt die Sache so, daß die Kurven von Townsend in der Mehrzahl aller Fälle mit den direkt gewonnenen Kurven überraschend gut übereinstimmen, so daß sie in ihrer Gesamtheit auch bei einer sonst zweifelhaften Entscheidung über den Kurvenverlauf mit herangezogen werden können. Auf typische Unterschiede werden wir an einzelnen Stellen noch besonders aufmerksam machen. — An qualitativen Messungen sind nur die Ergebnisse von Rusch nach der Lochkugelmethode bemerkenswert. Rusch selbst hat vor kurzer Zeit die von Ramsauer-Kollath gefundene Lage des Argon-Minimums bei $0{,}6_1$ Volt, im Gegensatz zu der durch Kontaktpotentiale gefälschten Geschwindigkeitsangabe nach der Lochkugelmethode durch einwandfreie Messungen nach der Longitudinalmethode bestätigt[1]). Zur Auswertung der Messungen nach der Lochkugelmethode von Rusch muß noch bemerkt werden, daß die Genauigkeit der Kurven nach ihren beiden Enden hin merklich abfällt. — Zu den von den Verfassern selbst oder ihren Schülern „überholten" Messungen gehören die Arbeiten von Brüche über den WQ von Wasserstoff und Stickstoff nach der Methode von Lenard, die Brüche selbst später nach der Kreismethode von Ramsauer nachgeprüft und korrigiert hat; ferner sind zum größten Teil als „überholt" zu betrachten die ersten Messungen von Brode, die schon sehr früh auf die Querschnittsanomalien in den Nichtedelgasen hinwiesen und kürzlich von Normand nachge-

1) Vgl. auch E. Brüche, Zeitschr. f. Phys. **47**, 114, 1928 besonders S. 123.

1) Vgl. S. 997 dieser Arbeit, Bespr. von Argon.

messen und korrigiert worden sind. Sowohl diese Untersuchungen von Brode als auch die von Brüche geben den qualitativen Kurvenverlauf gut wieder, sollen aber zur quantitativen Festlegung der Kurven in der Schlußzusammenstellung nicht herangezogen werden.

Zur Kurvendarstellung sei noch folgendes bemerkt: Abszisse ist stets die Elektronengeschwindigkeit in $\sqrt{\text{Volt}}$, Ordinate der WQ in cm^2/cm^3 bei 1 mm Hg und 0^0 C[1]). Die Abszissenteilung schließt nach größeren Geschwindigkeiten mit 17 $\sqrt{\text{Volt}}$ ab, da das Hauptinteresse in diesem Zusammenhang nicht über diese Grenze hinausreicht. Nach kleinen Geschwindigkeiten hin sind sie bis zur Untersuchungsgrenze eingezeichnet. Außerdem werden die Ergebnisse nach den Methoden durch die Art der Zeichnung unterschieden, was dem Leser eine Übersicht erleichtern wird:

direkte quantitative Messungen: ⊙ △ ⊡, ——
indirekte, qualitative und
überholte Messungen: ○ △ □, - - -

Edelgase.

Helium. Fig. 14. Der WQ liegt, wie die Messungen sämtlicher Autoren übereinstimmend ergeben, relativ tief. Die von Ramsauer-Kollath [31] gefundenen kleinen Hebungen und Senkungen unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ scheinen nach Normand [36] reell zu sein. Zu der dabei auftretenden Abszissenverschiebung vergleiche man die Besprechung von Argon. — Kurventafel 1[2]): Oberhalb 1,5 $\sqrt{\text{Volt}}$ das Mittel zwischen

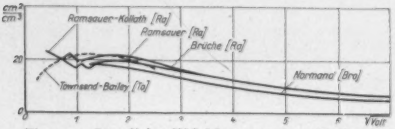


Fig. 14. Sämtliche WQ-Messungen an **Helium.**

dem Verlauf nach Ramsauer [4] und dem Verlauf nach Normand, wodurch auch dem dazwischen liegenden Verlauf nach Brüche [22] hinreichend Rechnung getragen wird. Unterhalb 1,5 $\sqrt{\text{Volt}}$ die in gleicher Weise von Ramsauer-Kollath und Normand gefundene „Feinstruktur", aber mit der Voltlage von Ramsauer-Kollath; die verbleibende Unsicherheit ist punktiert angedeutet.

Neon. Fig. 15. Für die Neon-Kurve sind als einmaliges Beispiel die Originalpunkte aller Messungen gegeben, damit sich der Leser ein Bild von der Belegung solcher Kurven durch Meßwerte machen kann. Abgesehen von einem herausgefallenen Punkt von Ramsauer [4] und der „Stufenstruktur" von Normand [36] herrscht gute Übereinstimmung. — Kurventafel 1: Ein

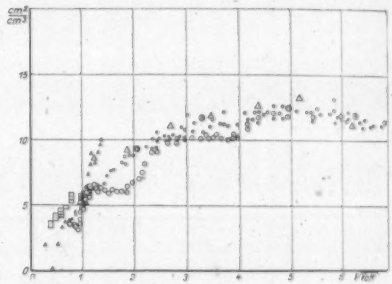


Fig. 15. Sämtliche WQ-Messungen an **Neon.**

Ramsauer [Ra]: △ ▲
Brüche [Ra]: ○ ◯ ⊙ ⊙
Ramsauer-Kollath [Ra]: ⊡ ⊡
Normand [Bro]: ⊙ ⊙
Rusch [Ru I]: △ △ △

mittlerer Verlauf unter gleichzeitiger Einzeichnung der „Feinstruktur" von Normand. Die Berücksichtigung der drei letzten Punkte nach Rusch [15] (vgl. Vorbemerkung S. 995) hält Verf. nicht für berechtigt.

Argon. Fig. 16. Argon ist das am meisten untersuchte Gas, da einerseits an ihm die WQ-Anomalien von Ramsauer [3] entdeckt wurden und andererseits der Verlauf des WQ eine sehr charakteristische Form hat (Höhenverhältnis Minimum zu Maximum wie 1 : 160!). Während über den Kurvenverlauf oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ Übereinstimmung besteht, stehen die Angaben über die Voltlage des Minimums in der Arbeit von Ramsauer-Kollath [31] ($0{,}6_1$ $\sqrt{\text{Volt}}$) und in der Untersuchung von Townsend-Bailey [7] ($0{,}6_2$ $\sqrt{\text{Volt}}$) im Widerspruch zu der Angabe von Normand [36] (0,8 $\sqrt{\text{Volt}}$). Der Wert von Townsend-Bailey kann in diesem Zusammenhang nicht zwischen den beiden direkt gefundenen Werten entscheiden wegen der Indirektheit der Methode und wegen der außerordentlichen Flachheit des Kurvenverlaufes. Normand glaubte die Frage zu seinen Gunsten durch Anführung des Wertes von Rusch [15] ent-

1) Die Messungen von Brode, Rusch, Townsend, die z. T. nicht auf 0^0C bezogen sind, wurden entsprechend reduziert.

2) Am Schluß der Einzelbesprechung eines jeden Gases wird angegeben, welcher Kurvenverlauf für die Schlußzusammenstellung in der Kurventafel auf S. 1002—1003 gewählt worden ist. Die Zahl hinter dem Wort „Kurventafel" gibt die Nummer des Bildes in der Kurventafel an, in welchem der WQ-Verlauf des gerade besprochenen Gases zu finden ist.

scheiden zu können. Es muß jedoch von vornherein hervorgehoben werden, daß die Lochkugelmethode in der damals benutzten Form keine Garantie gegen Kontaktpotentialdifferenzen von einigen Zehntel Volt bietet. Tatsächlich hat sich Rusch selbst durch Messungen nach seiner Longitudinalmethode, bei der Kontaktpotentialfehler durch die gegenseitige Kontrolle magnetischer und elektrostatischer Geschwindigkeitsbestimmung ausgeschaltet waren, davon überzeugt, daß das Minimum bei 0,4 Volt, d. h. bei $0{,}6_3$ $\sqrt{\text{Volt}}$ liegt. Dieses Resultat wurde von Herrn Rusch auf der Gautagung der D. Phys. Ges. Gauverein Niedersachsen in Braunschweig Februar 1930 mitgeteilt [39]. Er hatte die Freundlichkeit, es mir vor der endgültigen Veröffentlichung für diesen Bericht zur Verfügung zu stellen[1]). Damit dürfte der Minimumwert von $0{,}6_2$ $\sqrt{\text{Volt}}$ wohl der richtige sein. — Kurventafel 2: Mit Rücksicht auf die Vergleichbarkeit mit Krypton und Xenon in Form und Höhe die Kurve von Ramsauer mit der Fortsetzung von

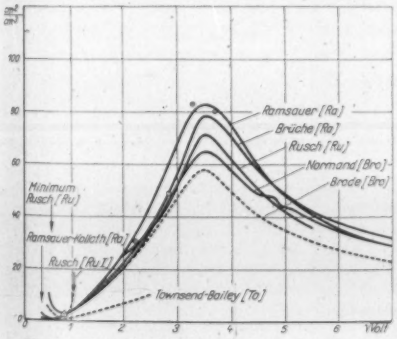


Fig. 16. Sämtliche WQ-Messungen an **Argon.**
Ramsauer [*Ra I*]: △
Beuthe [*Ra*]: ⊙.

Ramsauer-Kollath unter gleichzeitiger Einzeichnung der „Feinstruktur" nach Normand in der Nähe von 5 $\sqrt{\text{Volt}}$.

Krypton, Xenon (vgl. die Kurventafel 2). Es liegen nur Messungen von Ramsauer [8] im Bereich von 1—7 $\sqrt{\text{Volt}}$ und von Ramsauer-Kollath [31] im Bereich von 0,4—1 $\sqrt{\text{Volt}}$ vor, die sich gut aneinander anschließen. — Kurventafel 2: Kurvenverlauf oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ nach Ramsauer, unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ nach Ramsauer-Kollath.

1) Die Messungen selbst wurden von einem seiner Schüler, Herrn Gaertner ausgeführt.

Elementargase.

Wasserstoff, Fig. 17. Da die Kurve Brüche I [16] von der Kurve Brüche II [20] „überholt" ist, und da das gleiche für die Brodesche Kurve [12] gegenüber der von Normand [36] gilt, so bleiben nur zwei quantitative Kurven übrig. Oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ besteht, abgesehen von der „Feinstruktur", befriedigende Übereinstimmung zwischen diesen beiden Kurven, unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ dagegen weichen sie stark voneinander

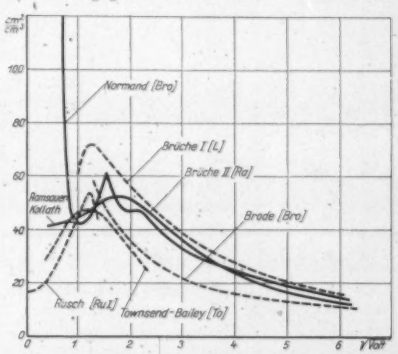


Fig. 17. Sämtliche WQ-Messungen an **Wasserstoff.**
Ramsauer [*Ra I*]: △ △.

ab. Die qualitativen Kurven von Rusch [15] und die indirekten von Townsend [5, 10] bestätigen beide den Abstieg von Ramsauer-Kollath [37]. — Kurventafel 3: Oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ ein mittlerer Verlauf zwischen Brüche II und Normand unter gleichzeitiger Einzeichnung der Normandschen „Feinstruktur", unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ Fortsetzung nach Ramsauer-Kollath, wobei die quantitative Unsicherheit durch Punktierung angedeutet wird.

Stickstoff. Fig. 18. Die Sachlage ist ähnlich wie bei Wasserstoff, es bleiben an quantitativen Kurven nur übrig Brüche II [20] mit der Fortsetzung Ramsauer-Kollath [37] und Normand [36]. Oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ stimmen die Kurven soweit überein, daß man ohne Bedenken einen mittleren Verlauf zwischen beiden geben kann, unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ sind Widersprüche vorhanden. Wir glauben ebenfalls wie bei Wasserstoff zugunsten der Ramsauer-Kollath-Kurve entscheiden zu müssen, da auch Townsend [5] den Abstieg zeigt und da Ramsauer in seiner ersten Arbeit [3] bereits gefunden hatte, daß in der Umgebung seines quantitativ gemessenen Punktes „Stickstoff in seinem Ver-

halten zwischen Wasserstoff und Argon steht". Wir messen dieser Tatsache deswegen selbständige Bedeutung zu, da die Methode eine andere war [*Ra I*], wie die von Ramsauer-Kollath in ihrer späteren Arbeit benutzte [*Ra*]. — Kurventafel 4: Oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ ein mittlerer Verlauf zwischen Brüche II und Normand unter

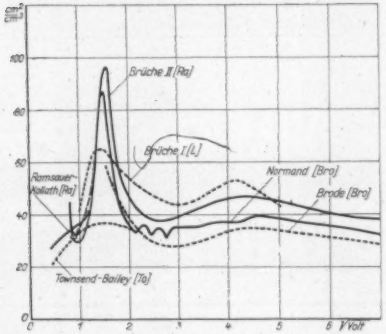


Fig. 18. Sämtliche *WQ*-Messungen an **Stickstoff.**

Ramsauer [*Ra I*]: △ △.

gleichzeitiger Einzeichnung der „Feinstruktur" bei 2,5 $\sqrt{\text{Volt}}$ und unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ eine um 10 Proz. herabgesetzte Fortsetzung nach Ramsauer-Kollath.

Sauerstoff. Fig. 19. Es liegen quantitative Ergebnisse nur von Brüche [21] oberhalb und von Ramsauer-Kollath [37] unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ vor, wobei der Anschluß beider Kurvenzüge befriedigend ist, da das letzte Ende der Brücheschen Kurve von ihm selbst nur als qualitativ bezeichnet wird. — Kurventafel 4: Oberhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ nach Brüche, unterhalb 1 $\sqrt{\text{Volt}}$ nach Ramsauer-Kollath.

Besonders hervorgehoben sei, daß auch die Untersuchungen von Townsend [5] und

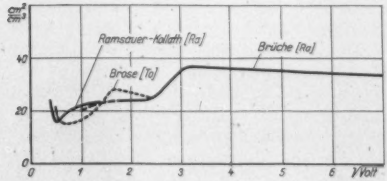


Fig. 19. Sämtliche *WQ*-Messungen an **Sauerstoff.**

Brose [14] den Anstieg bei kleinen Geschwindigkeiten richtig wiedergeben.

Alkalimetalle.

Die Untersuchung des *WQ* der Dämpfe von *Na*, *Ka*, *Rb*, *Cs* ist allein von Brode [28] durchgeführt worden (vgl. die Kurventafel 5). Der *WQ* wächst mit kleiner werdender Geschwindigkeit stark an, unterbrochen durch kleine Absätze und ein spitzes Maximum, das dem übrigen Kurvenverlauf aufgeprägt ist. Sehr bemerkenswert ist an den Alkalidämpfen die außergewöhnliche Größe des *WQ* (in der Kurventafel Maßstab $^1/_{10}$ verkleinert!), die durch den Vergleich mit der Argonkurve im gleichen Maßstab in Fig. 20 veranschaulicht wird (Argon und Kalium stehen im periodischen System nebeneinander!) und ferner die Reihenfolge nach der Höhe der Maxima *Na-Rb-Ka-Cs*, die nicht dem periodischen System

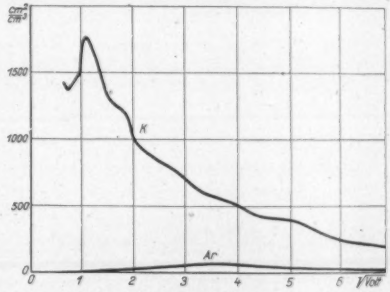


Fig. 20. Wirkungsquerschnitt von **Argon** und **Kalium** im gleichen Maßstab.

entspricht. — Kurventafel 5: Kurven in Form und Höhe nach der Originalarbeit von Brode, wobei die wiedergegebene „Feinstruktur" im einzelnen noch durch mehr Messungen bestätigt werden müßte.

Zink, Kadmium, Quecksilber.

(Betreffs *Cd* und *Zn* vgl. die Kurventafel 6, betreffs *Hg* Fig. 21.)

Der Verlauf des *WQ* in Zink, Kadmium und Quecksilber ist qualitativ derselbe wie bei den Alkalidämpfen: Anstieg des *WQ* beim Übergang zu immer kleineren Elektronengeschwindigkeiten, unterbrochen durch Absätze; das Maximum der Alkaligruppe bei kleinsten Geschwindigkeiten ist dagegen nicht vorhanden. Zink und Kadmium wurden allein von Brode [13, 33], Quecksilber von einer ganzen Reihe von Forschern untersucht [13, 17, 25, 26, 27].

Quecksilber. Fig. 21. Oberhalb 1,75 $\sqrt{\text{Volt}}$ geben die verschiedenen Methoden gut übereinstimmende Werte, bei kleinen Geschwindigkeiten fallen zwei Punkte von Beuthe [25] völlig heraus. Wir halten bei dem überwiegenden Gegenmaterial

die Lage dieser Punkte nicht für reell. Aus den übrigen Punkten könnte man an sich einen mittleren Verlauf berechnen, wir ziehen es aber der Vergleichbarkeit mit *Cd*, *Zn* wegen (vgl. S. 995) vor, die letzten Kurven von Brode [33] zu

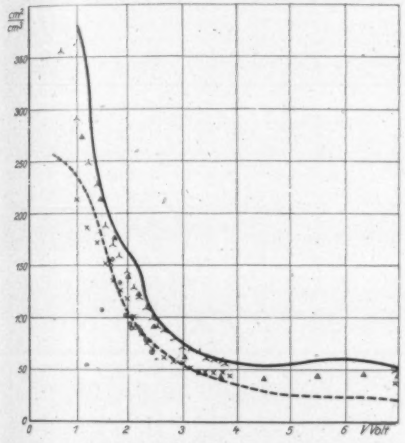


Fig. 21. Sämtliche *WQ*-Messungen an **Quecksilber**.

Beuthe [*Ra*]: ⊙⊙
Jones [*L*]: × ×
Jones [*Bro*]: ∧∧
Maxwell [*L*]: △△
Brode [*Bro*]: - - -
Brode [*Bro*]: ——.

geben. — Kurventafel 6: Die Kurven von *Zn*, *Cd*, *Hg* in der Originalhöhe der letzten Arbeit von Brode.

C-O-Verbindungen.

Kohlenoxyd. Fig. 22. Die Kurve von Brode [12] ist durch die Messungen von Normand [36] als „überholt" zu betrachten. Für die quantitative Festlegung bleiben demnach noch die Kurven von Brüche [21] mit einer gut anschließenden Fortsetzung von Ramsauer-Kollath [37] und die Kurve von Normand. Oberhalb $1\sqrt{\text{Volt}}$ haben wir ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Brüche und Normand, unterhalb $1\sqrt{\text{Volt}}$ ist die Tendenz der beiden Kurvenzüge die gleiche, wobei wir den letzten kleinen Anstieg bei Normand im Hinblick auf den Verlauf der Kurve von Stickstoff und auf ähnliche Erscheinungen beim Wasserstoff nicht berücksichtigen. Insbesondere ist der Knick bei $1\sqrt{\text{Volt}}$ reell, da er bei beiden Kurven vorkommt und auch nach der Townsend-Methode [9] wenn auch etwas verschoben, angedeutet ist. — Kurventafel 7: Oberhalb $1\sqrt{\text{Volt}}$ Mittelwert zwischen Normand und Brüche unter gleichzeitiger Einzeichnung der „Feinstruktur" bei 2,7 $\sqrt{\text{Volt}}$, unterhalb $1\sqrt{\text{Volt}}$

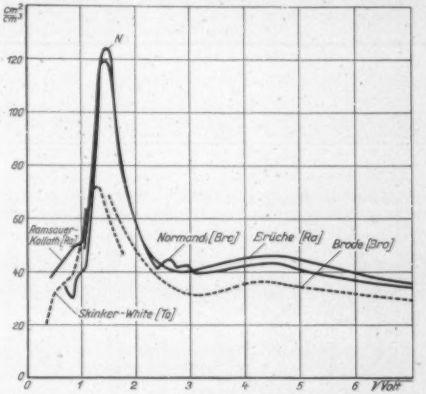


Fig. 22. Sämtliche *WQ*-Messungen an **Kohlenoxyd.**

mittlerer Wert zwischen Ramsauer-Kollath einerseits und Normand andererseits.

Kohlensäure. Fig. 23. Direkte quantitative Messungen liegen nur vor von Brüche [21] oberhalb $1\sqrt{\text{Volt}}$, von Ramsauer-Kollath [37] unterhalb $1\sqrt{\text{Volt}}$ und einige Einzelpunkte von Ramsauer [23] in der Nähe von $1\sqrt{\text{Volt}}$. Die

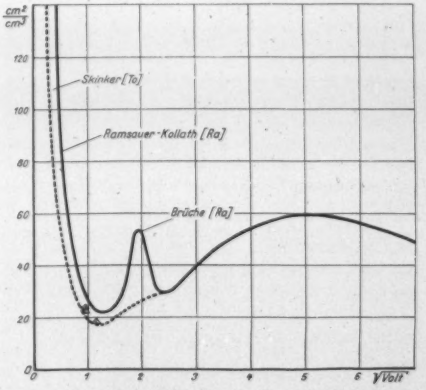


Fig. 23. Sämtliche *WQ*-Messungen an **Kohlensäure.**
Ramsauer [*Ra I*]: △△.

Kurven von Brüche und Ramsauer-Kollath schließen sich ungewöhnlich gut aneinander an. Die Tendenz des Verlaufes wird durch die etwas zu tief liegenden Ramsauer-Punkte ebenfalls be-

stätigt. Die indirekten Werte von Skinker [6] geben den Anstieg unterhalb 1 √Volt sehr gut wieder, nicht aber das Maximum bei 2 √Volt. — Kurventafel 7: Kurvenverlauf nach Brüche und Ramsauer-Kollath.

N-O-Verbindungen.

Stickoxyd. Fig. 24. An direkten Messungen liegt nur die Kurve von Brüche [21] vor, die unterhalb 1,5 √Volt nur noch qualitativen Charakter hat. Unterhalb 1 √Volt haben Skinker-White [9] ein steiles Maximum nach [*To*] gefunden. Der Anschluß der beiden Kurven aneinander läßt sich ohne Widerspruch durchführen. — Kurventafel 8: Verlauf oberhalb 1,5 √Volt nach Brüche, unterhalb 1 √Volt punktiert nach Skinker-White.

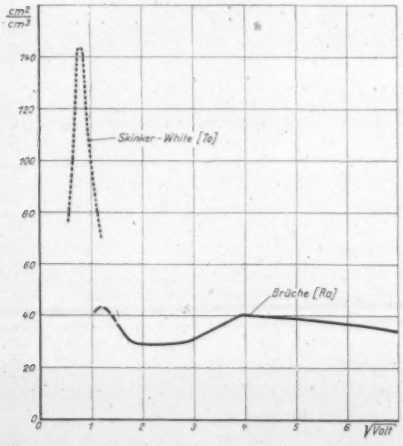


Fig. 24. Sämtliche *WQ*-Messungen an **Stickoxyd.**

Stickoxydul. (Vgl. Kurventafel 8.) Es liegen nur Messungen von Brüche [21] im Bereich von 1—7 √Volt und von Ramsauer-Kollath[1]) [38] im Bereich von 0,4—1 √Volt vor, die sich gut aneinander anschließen. — Kurventafel 8: Verlauf nach Brüche und Ramsauer-Kollath.

Verschiedene *H*-Verbindungen.

Salzsäure, Wasser, Ammoniak. Fig. 25. Es liegen *WQ*-Bestimmungen vor von Brüche zwischen 1 und 7 √Volt für H_2O und NH_3 [29], zwischen 2 und 5,5 √Volt für *HCl* [19]; ferner Messungen in allen drei Dämpfen von Bailey-Duncanson [32] nach [*To*], die alle unterhalb 1 √Volt starken *WQ*-Anstieg ergeben. Die *HCl*-Kurve wurde von Brüche nicht wie die H_2O- und die NH_3-Kurve mit der magnetischen Kreisapparatur von Ramsauer aufgenommen, sondern nach der Methode von Lenard mit zwei hintereinander geschalteten Käfigen. Schon dadurch sind, wie sich in Wasserstoff und Stickstoff gezeigt hat, quantitative Unterschiede bedingt, die durch die aggressiven Eigenschaften dieses Gases noch verstärkt werden. Wir halten

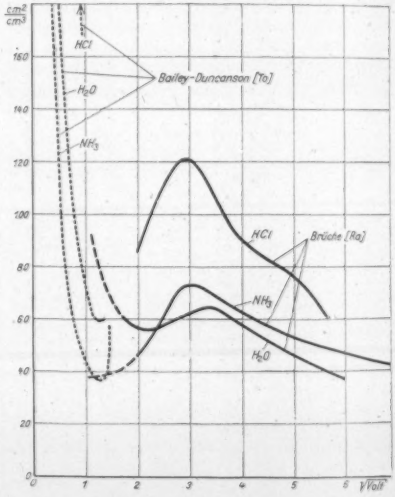


Fig. 25. Sämtliche *WQ*-Messungen an Salzsäure, **Wasser, Ammoniak.**

deshalb, was Brüche auch selbst in der Originalarbeit betont hat, zwar den Charakter der *HCl*-Kurve für richtig, die quantitative Höhe aber nicht für gesichert. Bei *HCl* bleibt zwischen dem Kurvenverlauf von Brüche und dem von Bailey-Duncanson ein größerer leerer Zwischenraum, über den sich nichts aussagen läßt, bei H_2O und NH_3 lassen sich die Kurven nach [*To*] ohne allzu großen Zwang als Fortsetzung der Brücheschen Kurven auffassen. — Kurventafel 9: Verlauf nach Brüche mit punktiert angedeuteter Fortsetzung nach Bailey-Duncanson bei kleinsten Geschwindigkeiten.

Äthylen. (C_2H_4) Fig. 26. Die direkten Messungen von Brüche [30] zwischen 1 und 7 √Volt werden bestätigt und erweitert durch die indirekten von Bannon-Brose [24] nach der Townsend-

1) Den Ann. d. Phys. zum Druck eingereicht.

Methode im Bereich von 0,3—2 √Volt. — Kurventafel 10. Die Kurve von Brüche mit punktierter Fortsetzung nach Bannon-Brose.

Azethylen. (C_2H_2), Blausäure (HCN). (Vgl. Kurventafel 10) Die C_2H_2-Kurve wurde nur von

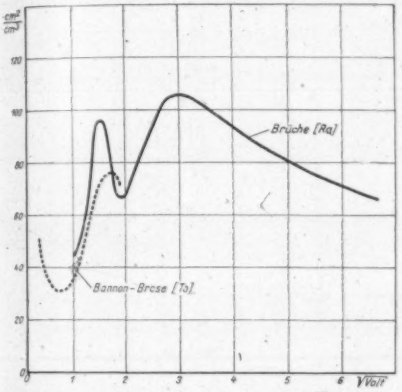


Fig. 26. Sämtliche WQ-Messungen an **Äthylen.**

Brüche [30], die HCN-Kurve nur von Schmieder[1]) [40] nach der gleichen Methode gemessen. — Kurventafel 10: Verlauf nach den Originalarbeiten von Brüche und Schmieder.

Paraffin-Reihe[2]).

Methan. Fig. 27. Es liegen nur quantitative Messungen vor. Die eine Kurve stammt aus

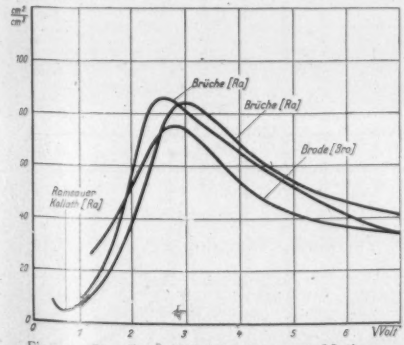


Fig. 27. Sämtliche WQ-Messungen an **Methan.**

einer sehr frühen Arbeit von Brode [12], der das Verdienst hat, als erster den starken Wiederabfall der WQ-Kurve nach kleinen Geschwindigkeiten hin auch für ein Nichtedelgas nachgewiesen zu haben. Außerdem liegen zwei Kurven von Brüche [21, 34] vor, die voneinander abweichende Maximumslage zeigen, ohne daß Brüche selbst sich für die eine von beiden entscheiden will; endlich ein Kurvenstück von Ramsauer-Kollath [37], das sich gut an die beiden Brücheschen Kurven anschließt. Wir messen an sich der Brodeschen Kurve die gleiche Bedeutung bei wie den beiden Brücheschen Kurven, entscheiden uns aber für den Kurvenverlauf nach Brüche aus dem schon S. 995 d. A. angegebenen Grunde: Wahrung der Vergleichbarkeit mit den übrigen Gasen der Paraffin-Reihe. — Kurventafel 11: Oberhalb 1 √Volt Mittelwert der beiden Kurven nach Brüche, unterhalb 1 √Volt Verlauf nach Ramsauer-Kollath.

Äthan (C_2H_6), Propan (C_3H_8), Butan (C_4H_{10}) (vgl. Kurventafel 11). Alle Gase sind nur von Brüche gemessen worden. Von 1,5 √Volt abwärts halten wir den WQ-Verlauf bei Äthan und Propan, der von Brüche bei diesen kleinen Geschwindigkeiten lediglich durch Einkäfigmessungen belegt wurde, nicht mehr für quantitativ gesichert, während bei Butan einige quantitative Zweikäfigmessungen bei 1 √Volt und darunter vorliegen aus einer zweiten Arbeit [35]). — Kurventafel 11: Verlauf nach der Originalarbeit von Brüche [34].

Isomere von Butan, Pentan, Äthylalkohol.
(Vgl. Kurventafel 12, 13.)

Die Unterschiede im Aufbau der Isomere kommen in den WQ-Kurven nur bei kleineren Elektronengeschwindigkeiten gut meßbar zum Ausdruck. Die Isomere von Butan wurden allein von Brüche [35], die beiden anderen Gruppen allein von Schmieder [40] gemessen. — Kurventafel 12, 13: Verlauf nach den Originalarbeiten von Brüche und Schmieder.

(CH_3)-, $(CH_3)_2$-, $(CH_3)_3$-Verbindungen.

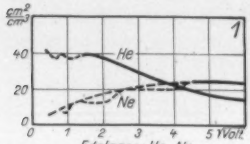
Der WQ aller hier vorliegenden Gase wurde allein von Schmieder [40] untersucht. Über die wichtigen Ergebnisse der Arbeit von Schmieder in chemischer Beziehung vergleiche man seine Arbeit in der ZS. f. Elektrochemie. — Kurventafel 14—16: Kurvenverlauf nach der Originalarbeit von Schmieder.

Anhang.

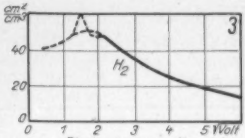
Es soll hier zum Schluß noch auf eine Schwierigkeit eingegangen werden, die in der Meßmethodik liegt, deren Tragweite aber meist überschätzt wird. Nach der Definition des Wirkungsquer-

1) Vgl. S. 985 Anm. 2.

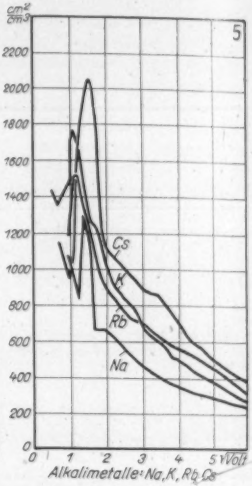
2) Die Auswahl aller noch folgenden Gase für die WQ-Untersuchung geschah nach rein chemischen Gesichtspunkten.



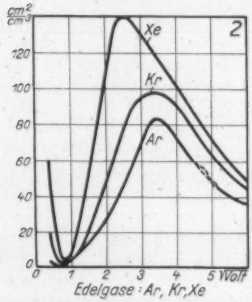
Edelgase: He, Ne



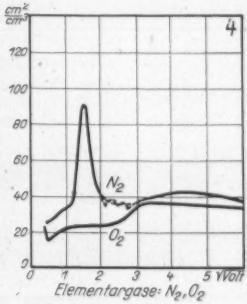
Elementargase: H_2



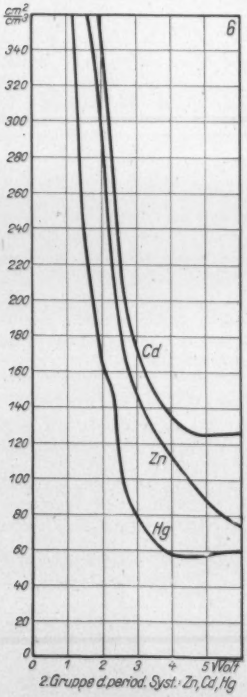
Alkalimetalle: Na, K, Rb, Cs



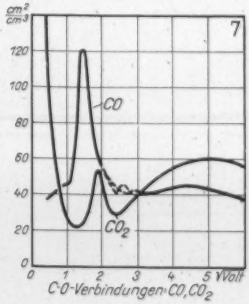
Edelgase: Ar, Kr, Xe



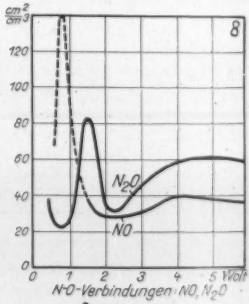
Elementargase: N_2, O_2



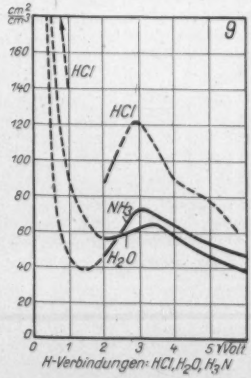
2. Gruppe d. period. Syst.: Zn, Cd, Hg



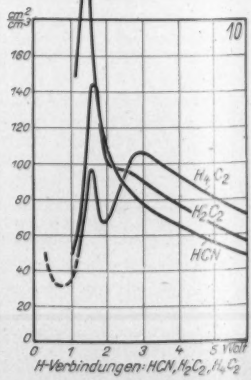
C-O-Verbindungen: CO, CO_2



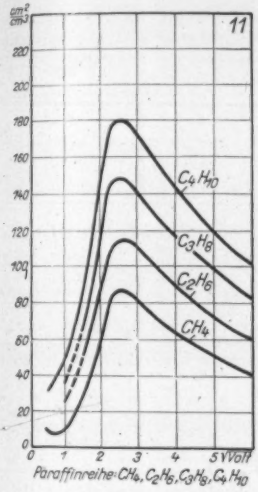
N-O-Verbindungen: NO, N_2O



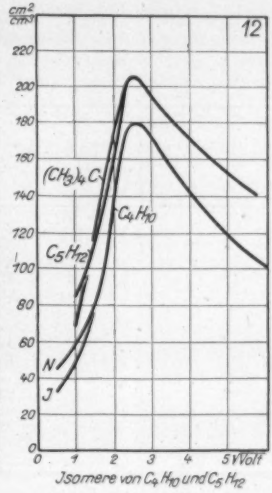
H-Verbindungen: HCl, H_2O, H_3N



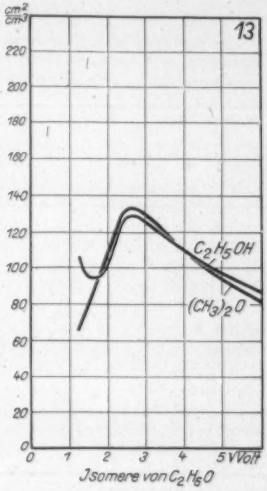
H-Verbindungen: HCN, H_2C_2, H_4C_2



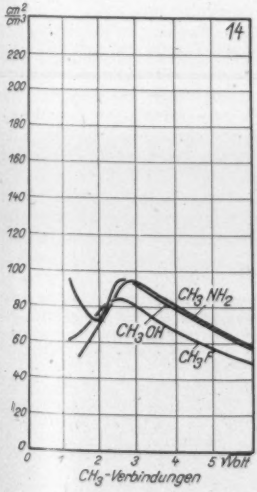
Paraffinreihe: CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}



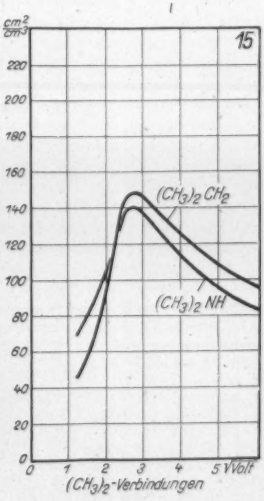
Isomere von C_4H_{10} und C_5H_{12}



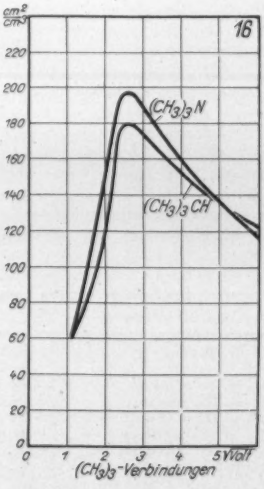
Isomere von C_2H_6O



CH_3-Verbindungen



$(CH_3)_2$-Verbindungen



$(CH_3)_3$-Verbindungen

Teil III: Kurventafel.

Der Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen als Funktion der Elektronengeschwindigkeit.

——— gesicherter Verlauf; ----- nicht genügend gesichert.

schnitts müßten die Blenden der Meßanordnung (z. B. Fig. 6) unendlich klein sein. Die Frage ist nun die, wie weit die Meßergebnisse durch die endliche Ausdehnung der Blenden beeinflußt werden[1]).

Der Einfluß der Blendengröße ist verschieden je nach der Art der Wirkungen, welche das Molekül auf das Elektron ausübt. Wir wollen hier nur die Ablenkungen besprechen, da die Geschwindigkeitsverluste bei den magnetischen Anordnungen ganz ähnlich wie die eigentlichen Ablenkungen wirken. Wir betrachten zwei Fälle: die Ablenkungen sind in allen Richtungen gleich wahrscheinlich (I) —, die Ablenkungen drängen sich nach der Flugrichtung der Elektronen näher zusammen als in den übrigen Richtungen (II).

Bei der Einkäfigmethode gelangen einerseits zu viel Elektronen in den Auffangekäfig, nämlich alle Elektronen, deren Ablenkung zu gering ist, andererseits aber zu wenige, indem ein Teil nach rückwärts reflektiert wird. Im Fall I heben sich die Fehler im wesentlichen heraus, im Fall II überwiegt der erste Fehler, der Wirkungsquerschnitt wird daher zu klein gemessen.

Bei der Zweikäfigmethode liegt die Sache auch im Falle II recht günstig. Wir zeichnen nochmals die schematische Anordnung Figur 6, wobei wir die Strahlrichtung der Einfachheit wegen als geradlinig darstellen: Figur 28. Es werde zunächst die Annahme gemacht, daß es sich um ein streng paralleles Strahlenbündel handelt. Beim Gasdruck p' (vgl. S. 989 d. A.) werden jetzt gemessen die Elektronenmengen, die nach $V + H$ gelangen (J_0') und die Elektronenmengen, die nach H gelangen (J'). Diese Werte sind bei beiden zu groß, da ja eine Überzahl von schwach abgelenkten Elektronen mitgemessen wird. Bezeichnen wir mit $[J_0']$ und $[J']$ diejenigen Elektronenmengen, die gänzlich unabgelenkt geblieben sind, also eigentlich allein in die Käfige hätten gelangen sollen, so ist: $J_0' = C_0 \cdot [J_0']$ und $J' = C \cdot [J']$, wo C_0 und C von 1 verschiedene Faktoren bedeuten. Das Verhältnis $\frac{J'}{J_0'}$ in Gleichung (2) S. 987 kann also ersetzt werden durch $\frac{C \cdot [J']}{C_0 \cdot [J_0']}$. C und C_0 sind aber einander gleich, da ja bei der Blende 5 und bei der Blende 7 die gleichen Verhältnisse vorliegen. $\frac{C}{C_0}$ fällt also aus dem obigen Verhältnis heraus, d. h. der Meßwert wird völlig korrekt. Es bleibt jedoch ein gewisser Fehler dadurch, daß bei Blende 5 und 7 die geometrischen Verhältnisse nicht genau übereinstimmen. Dieser Fehler tritt aber, verglichen mit dem an der einzelnen Blende wesentlich zurück.

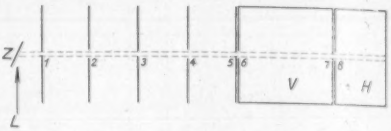


Fig. 28. Schema einer WQ-Meßanordnung mit geradlinigem Strahlweg.

Größere Bedenken würden erst entstehen, wenn die ganz kleinen Ablenkungen größenordnungsmäßig überwiegen. Dies scheint aber bei diesen Elektronengeschwindigkeiten nach allen bisherigen Erfahrungen nicht der Fall zu sein. Dies beweist u. a. die Tatsache, daß die Veränderung der Blendengrößen erfahrungsgemäß von keinem wesentlichen Einfluß auf die Versuchsresultate ist[2]).

IV. Literaturverzeichnis.

Nr.	Verfasser	Zitate	Untersuchte Gase	Methode
1	N. Akesson	Lunds. Univ. Arsskrift N. F. Ard. 2. Bd. 12. Nr. 11, 1916	H_2, N_2	Akesson
2	H. F. Mayer	Ann. **64**, 451—480, 1921	*He*, *Ar*, H_2, N_2 CO_2	Lenard
3	C. Ramsauer	Ann. **64**, 513—540, 1921	*He*, *Ar*, H_2 N_2, Luft	Ramsauer I
4	C. Ramsauer	Ann. **66**, 545—558, 1921	*He*, *Ne*, *Ar*	Ramsauer
5	J. S. Townsend	Phil. Mag. **42**, 873—891, 1921	H_2, N_2, O_2, Luft	Townsend
6	M. F. Skinker	Phil. Mag. **44**, 994—999, 1922	CO_2	Townsend
7	J. S. Townsend-V. A. Bailey	Phil. Mag. **43**, 593—600, 1922	*Ar*	Townsend
8	C. Ramsauer	Ann. **72**, 345—352, 1923	*Ar*, *Kr*, *Xe*	Ramsauer
9	M. F. Skinker-J. V. White	Phil. Mag. **46**, 630—637, 1923	*CO*, *NO*, N_2O	Townsend
10	J. S. Townsend-V. A. Bailey	Phil. Mag. **44**, 1033—1052, 1923	*Ar*, H_2	Townsend

1) Vgl. hierzu auch die Arbeit von O. Beeck: „Über den Einfluß der Blendengröße auf den Absolutwert von Wirkungsquerschnittsmessungen". Zeitschr. f. Phys. **61**, 251—262, 1930 sowie eine Ergänzung hierzu: Zeitschr. f. Phys. **64**, 727, 1930.

2) E. Brüche, Ann. d. Phys. **4**, 387—408, 1930 und M. C. Green, Phys. Rev. **36**, 239, 1930.

IV. Literaturverzeichnis. (Fortsetzung.)

Nr.	Verfasser	Zitate	Untersuchte Gase	Methode
11	J. S. Townsend-V. A. Bailey	Phil. Mag. **46**, 657—664, 1923	*He*	Townsend
12	R. B. Brode	Phys. Rev. **25**, 636—644, 1925	*He, Ar, H_2, N_2, CO, CH_4*	Brode
13	R. B. Brode	Proc. Roy. Soc. **109**, 397, 1925	*Zn, Cd, Hg*	Brode I
14	H. L. Brose	Phil. Mag. **50**, 536—546, 1925	*O_2*	Townsend
15	M. Rusch	Physik. Zeitschr. **26**, 748—751, 1925	*Ne, Ar, Kr, H_2*	Rusch I
16	E. Brüche	Ann. **81**, 537—571, 1926	*H_2, N_2*	Lenard
17	L. R. Maxwell	Proc. Nat. Acad. **12**, 509—514, 1926	*Hg*	Lenard
18	M. Rusch	Ann. **80**, 707—727, 1926	*Ar*	Rusch
19	E. Brüche	Ann. **82**, 25—38, 1927	*HCl*	Ramsauer
20	E. Brüche	Ann. **82**, 912—946, 1927	*H_2, N_2*	Ramsauer
21	E. Brüche	Ann. **83**, 1065—1128, 1927	*O_2, CH_4, CO, CO_2, NO, N_2O*	Ramsauer
22	E. Brüche	Ann. **84**, 279—291, 1927	*He, Ne Ar*	Ramsauer
23	C. Ramsauer	Ann. **83**, 1129—1135, 1927	*CO_2*	Ramsauer
24	Bannon-Brose	Phil. Mag. **6**, 817—824, 1928	*C_2H_4*	Townsend
25	H. Beuthe	Ann. **84**, 949—975, 1927	*Ar, Hg*	Ramsauer
26	T. J. Jones	Phys. Rev. **32**, 459—466, 1928	*Hg*	Lenard, Brode
27	R. B. Brode	Proc. Roy. Soc. **125**, 134—142, 1929	*Hg*	Brode
28	R. B. Brode	Phys. Rev. **34**, 673—678, 1929	*Na, K, Rb, Cs*	Brode
29	E. Brüche	Ann. **1**, 93—134, 1929	*H_2O, NH_3*	Ramsauer
30	E. Brüche	Ann. **2**, 909—932, 1929	*C_2H_2, C_2H_4*	Ramsauer
31	Ramsauer-Kollath	Ann. **3**, 536—564, 1929	*He, Ne, Ar, Kr, Xe*	Ramsauer
32	V. A. Bailey-W. E. Duncanson	Phil. Mag. **10**, 145—160, 1930	*NH_3, H_2O, HCl*	Townsend
33	R. B. Brode	Phys. Rev. **35**, 504—508, 1930	*Cd, Zn*	Brode
34	E. Brüche	Ann. **4**, 387—408, 1930	*CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}*	Ramsauer
35	E. Brüche	Ann. **5**, 281—295, 1930	Isomere von C_4H_{10}	Ramsauer
36	C. E. Normand	Phys. Rev. **35**, 1217—1225, 1930	*He, Ne, Ar, H_2, N_2, CO*	Brode
37	Ramsauer-Kollath	Ann. **4**, 91—108, 1930	*H_2, N_2, O_2, CO, CO, CH_4*	Ramsauer
38	Ramsauer-Kollath	den Ann. eingereicht	*N_2O, H_2*	Ramsauer
39	M. Rusch	Noch unveröffentlicht	*Ar*	Rusch
40	F. Schmieder	Zeitschr. f. Elektrochemie **36**, 700—704, 1930.	*C_5H_{12}, HCN, C_2H_6O, CH_2F, CH_3OH, CH_3NH_2, $(CH_3)_2NH$, $(CH_3)_2CH_2$, $(CH_3)_3N$, $(CH_3)_3CH$.*	Ramsauer
		Zusammenfassungen.		
41	C. Ramsauer	Jahrb. d. Rad. **19**, 345—354, 1923		
42	P. Lenard und A. Becker	Handb. d. Exper. Physik (Wien-Harms) **14** Kap. 5 C u. F.		
43	J. Franck und P. Jordan	Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel) **23** Kap. 7.		
44	J. Franck und P. Jordan	Struktur der Materie 3 Kap. 1.		
45	W. Bothe	Handb. d. Phys. (Geiger-Scheel) **24**, Kap. 1.		
46	S. Valentiner	Landolt-Börnstein, Ergänzungsband 1927, S. 74.		
47	C. Ramsauer	Physik. Zeitschr. **29**, 823—830, 1928		
48	E. Brüche	Ergebn. der exakt. Naturw. **8**, 185—228, 1929		
49	C. Ramsauer	Forschung und Technik (Petersen) S. 1—8 Springer 1930		

(Eingegangen 7. August 1930.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES VI. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KÖNIGSBERG, PR., VOM 4.—7. SEPTEMBER 1930.

Gregor Wentzel (Zürich), Die aperiodischen Vorgänge in der Quantenmechanik.

Einleitung.

Unter aperiodischen Problemen versteht man in der Quantentheorie solche Probleme, deren Lösungen bei Gültigkeit der klassischen Mechanik aperiodische Bewegungen sein würden. Ein einfaches Beispiel ist die Kernstreuung der α-Strahlen: die klassische Lösung ist die bekannte Hyperbelschar. Das Eigenwertspektrum des quantenmechanischen Systems liefert ein einfaches Kriterium zur Unterscheidung periodischer und aperiodischer Vorgänge: jene sind dem diskreten, diese dem kontinuierlichen Energiespektrum zugeordnet; beim Keplerproblem z. B. sind die „Ellipsenbahnen" „gequantelt", die „Hyperbelbahnen" nicht.

Ein besonderes Interesse verdienen diejenigen Vorgänge, die man als „gedämpft periodische" bezeichnen könnte. Ein angeregtes H-Atom z. B. kann nur solange als periodisch gelten, als die Strahlungsdämpfung und andere dämpfende Einflüsse vernachlässigt werden. Setzt man diese jedoch in Rechnung, so geht bekanntlich die klassische Ellipsenbahn in eine Spiralbahn über; die entsprechende quantentheoretische Lösung ist die „Kaskade" der Ellipsenbahnen; der Vorgang muß in dieser Annäherung als aperiodisch angesehen werden. In der Tat ist das Energiespektrum kontinuierlich geworden; freilich behält das Emissionsspektrum noch große Ähnlichkeit mit einem Linienspektrum, da starke Intensitätsmaxima an den Orten der Balmerlinien zurückbleiben: man hat ein Spektrum von „verbreiterten" Linien. Die Linienbreite bestimmt sich aus der Verbreiterung der beiden Energieterme; diese wiederum ergibt sich aus der Heisenbergschen Unschärfe-Relation:

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim h,$$

wo Δt die größtmögliche Beobachtungsdauer des betreffenden Zustandes, d. h. seine mittlere Lebensdauer ist. Die Unschärfe des Spektralterms $\Delta E/h$ ist also von der Größenordnung der „Übergangswahrscheinlichkeit pro sec" $1/\Delta t$.

Selbstverständlich hat es nur dann einen Sinn, näherungsweise von diskreten Zuständen und Übergängen zwischen solchen zu sprechen, solange die Unschärfe der Energiewerte klein gegen ihren Abstand ist, d. h. solange die Lebensdauern der Zustände groß gegen die Umlaufsperioden sind. Diese Klasse von aperiodischen Problemen wird man mathematisch naturgemäß durch eine Störungsmethode zu lösen versuchen, bei der die dämpfenden Kräfte als kleine Störung in Ansatz gebracht werden; die nullte Näherung ist dann der streng periodische (diskrete) Zustand, und die erste Näherung der Störungsrechnung liefert in der Regel bereits die gewünschten Linienverbreiterungen, d. h. die Zahlwerte der Übergangswahrscheinlichkeiten. Damit ist dieser Vorgang im Sinne der Quantenmechanik vollständig beschrieben.

Wie die Störungsfunktion anzusetzen ist, mit Rücksicht auf die physikalische Natur der dämpfenden Kräfte, bleibt noch von Fall zu Fall zu besprechen; doch sei schon hier darauf aufmerksam gemacht, daß es zweckmäßig ist, zwei große Gruppen von Erscheinungen auseinanderzuhalten. Die ältere, Bohrsche Quantentheorie besaß bekanntlich als einziges Mittel zur Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten das Korrespondenzprinzip, wobei Ansätze der klassischen Elektrodynamik benutzt wurden. Im Rahmen der Schrödingerschen Wellenmechanik gelang es zum erstenmal Born[1]), Übergangswahrscheinlichkeiten ohne Anleihe bei der Elektrodynamik zu berechnen, nämlich am Beispiel der Anregung von Atomen durch Elektronenstoß. Diese wellenmechanische Methode hat sich auf einen großen Bereich von Problemen ausdehnen lassen; doch muß betont werden, daß sie bei solchen Problemen, die schon in der klassischen Theorie wesentlich elektrodynamischer Natur sind, wie Emission und Zerstreuung von Licht, unmöglich ausreichend sein kann. Im folgenden I. Teil besprechen wir zunächst jene einfacheren, rein wellenmechanischen Probleme.

I. Strahlungslose Vorgänge.

a) Ein besonders einfacher Typ ist derjenige, den man durch das Stichwort „Überschreiten von Potentialwänden" zu kennzeichnen pflegt und den wir am Beispiel des H-Atoms im homogenen elektrischen Feld erläutern wollen, wie dies zuerst Oppenheimer[2]) getan hat. Fig. 1 skizziert das Potentialfeld, in dem sich das Wasserstoff-Elektron bewegt. Da das Elektron in jedem Energieniveau mit positiver kinetischer Energie

1) M. Born, Zeitschr. f. Phys. **37**, 863 und **38**, 803, 1926.

2) J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **31**, 66, 1928.

ins Unendliche gelangen kann, ist das Eigenwertsspektrum kontinuierlich, jeder Energiewert ist Eigenwert; nur wenn das äußere Feld verschwindet, zieht sich das Spektrum auf die Balmerterme zusammen. Läßt man nun die Feldstärke F als kleinen Störungsparameter von Null anwachsen, so spaltet einerseits jeder Energieterm, wie bekannt, in seine Starkeffekt-Komponenten auf (linear mit F), andererseits wird jeder

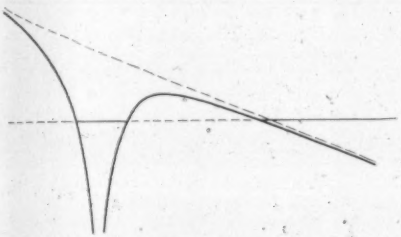


Fig. 1.

Einzelterm unscharf, aber die Unschärfe ist bei hinreichend kleinem F klein gegen die Starkeffektaufspaltungen (sie geht nach Oppenheimers Rechnung proportional $F^{1/4} \cdot \delta^{-\text{const}/F}$). Diese Unschärfe rührt daher, daß das Elektron aus seinem „stationären Zustand" über den Potentialberg hinweg ins Freie gelangen und durch das homogene Feld beschleunigt ins Unendliche entlaufen kann. Die Wahrscheinlichkeit dieses aperiodischen Prozesses bestimmt eben die Unschärfe des Energiewertes; ihre Größenordnung ist von Oppenheimer abgeschätzt worden. Zu diesem interessanten Problem wäre noch mancherlei Prinzipielles zu bemerken, doch müssen wir darauf verzichten zugunsten anderer Fragen, die in diesem Zusammenhang wichtiger sind.

Fowler und Nordheim[1]) haben eine ähnliche, allerdings stark vergröberte Überlegung (H-Atom ersetzt durch das Kastenmodell des Metalls) benutzt, um die Erzeugung von Kathodenstrahlen aus kalten Kathoden theoretisch zu diskutieren. Ferner ist die Idee der Potentialbergüberschreitung durch Gamow[2]), sowie Gurney und Condon[3]) für das Verständnis des radioaktiven α-Zerfalls nutzbar gemacht worden (theoretische Begründung der Geiger-Nuttallschen Relation zwischen Lebensdauer und Energie des α-Strahls).

1) R. H. Fowler u. L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. **119**, 173, 1928.

2) G. Gamow, Zeitschr. f. Phys. **51**, 204, 1928.

3) R. W. Gurney u. E. N. Condon, Nature **122**, 439, 1928 u. Phys. Rev. **33**, 127, 1929.

b) Bei Mehrkörperproblemen gibt es einen zweiten Typus strahlungsloser Übergänge, den wir wiederum an einem einfachen Beispiel erläutern wollen, nämlich am Auger-Effekt[1]). Betrachten wir der Einfachheit halber nur zwei Elektronen im Coulombschen Felde eines Kernes von der Ladung $Z \cdot e$, wo $Z \gg 1$. In nullter Näherung vernachlässigen wir die Coulombsche Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen, so daß beide sich „wasserstoffähnlich" verhalten und die Systemenergie in dieser Näherung gleich der Summe der beiden Balmerterme wird; das Schema der Energieniveaus (einschließlich des kontinuierlichen Spektrums) ist in beistehender Fig. 2 skizziert. Jetzt werde die Wechselwirkung der beiden Elektronen eingeschaltet. Die Störungsrechnung verläuft verschieden für die Energieniveaus, welche unter und über dem Niveau des normalen Ions (→ in der Figur) liegen: die unteren Zustände bleiben „periodisch", die Störungsrechnung liefert lediglich die korrigierten Energie-Eigenwerte; für die oberen Niveaus hingegen veranlaßt die „Resonanz" zwischen den diskreten und kontinuierlichen Niveaus nullter Näherung (s. Figur, z. B. ←→) eine Aperiodizität: die Amplitude der Schrödingerfunktion des diskreten Terms nimmt exponentiell ab zugunsten derjenigen des kontinuierlichen. War z. B. im Anfang (bei Einschaltung der Wechselwirkung, oder bei Anregung des betr. Zustandes) das System im Zustand $n_1 = 2$, $n_2 = 2$, so wird nach einer gewissen Zeit das eine der beiden Elektronen in

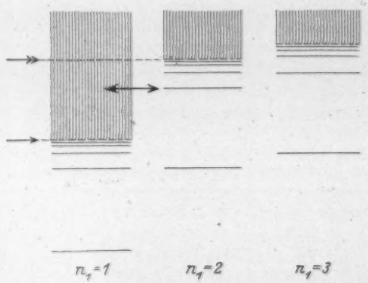


Fig. 2.

die τ-quantige Bahn herabgesprungen sein, während das andere Elektron den Kern in einer hyperbolischen Bahn mit dem Energieüberschuß verlassen hat. Für die Wahrscheinlichkeit pro sec dieser spontanen Ionisation, d. h. für die reziproke Lebensdauer des diskreten Zustandes

1) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **43**, 524, 1927; E. Fues, Zeitschr. f. Phys. **48**, 726, 1927.

liefert die erste Näherung der Störungstheorie die Formel:

$$w = \frac{4\pi^2}{h} \cdot \Phi^2$$

(h = Plancks Wirkungsquantum, Φ = Matrixelement der Störungsenergie, entsprechend dem Übergang vom diskreten zum kontinuierlichen Zustand). Die numerische Abschätzung liefert für w (im Falle $n_1 = n_2 = 2$) die Größenordnung 10^{15} sec^{-1}, was mit den Versuchen von Auger im Einklang ist. Dies ist zugleich die Größenordnung der Unschärfe der betr. Röntgenenergieterme (wozu allerdings noch die durch die Strahlungsdämpfung bedingte Verbreiterung hinzukommt, die größer oder kleiner sein kann, nämlich etwa $10^9 \cdot Z^4$ sec^{-1}).

Die Diskussion der Energieniveaus, welche über dem Niveau des angeregten Ions (→→ in der Figur) liegen, führt zur Theorie der Anregung eines Atoms durch Elektronenstoß. In gleicher Weise wie oben kann man nämlich offenbar die Wahrscheinlichkeit von Prozessen berechnen, bei denen das eine Elektron, sagen wir, von $n_1 = 1$ auf $n_1 = 2$ springt und dafür das andere (Kathodenstrahl-)Elektron aus einer hyperbolischen Bahn in eine ebensolche kleinerer Energie übergeht. Diese Rechnung liefert die gleichen Formeln, welche von Born in seiner schon genannten Theorie des Elektronenstoßes auf etwas andere Art erhalten worden sind[1]). Einzelheiten hierüber wird Herr Bethe in seinem Referat bringen.

Die gleiche Überlegung läßt sich anstellen für kompliziertere Systeme; obige Formel für w gilt allgemein (in erster Näherung). Bei Molekülen erklärt sie die Erscheinung der spontanen Dissoziation („Prädissoziation"), die sich experimentell hauptsächlich in der Verbreiterung gewisser Bandenlinien äußert (V. Henri). Die Störung ist in diesem Falle die Wechselwirkung zwischen Kernschwingung und Elektronenumlauf, w ist hier von der Größenordnung 10^{12} sec^{-1} [2]).

Auch in der Kernphysik hat sich bereits eine Anwendung gefunden: Herr Beck wird Ihnen darüber berichten, wie man auf Grund gewisser Hypothesen über die Struktur der Atomkerne die Erscheinung der Kernzertrümmerung verstehen kann (diese Zeitschr. **31**, 945, 1930).

II. Strahlungsprozesse.

Ich habe bereits erwähnt, daß die bis jetzt besprochene wellenmechanische Theorie nur für eine begrenzte Gruppe von Problemen ausreicht; diese möchte ich „rein mechanische" Probleme nennen und will sie jetzt etwas näher umschreiben. Bisher haben wir es mit „mechanischen" Störungskräften zu tun gehabt; d. h. sie waren wohl elektrischen (oder auch magnetischen) Ursprungs, aber trotzdem statischer Natur: sie wurden als momentan wirkend vorausgesetzt, was wegen der Kleinheit der atomaren Dimensionen sehr weitgehend gerechtfertigt ist. Wollte man aber die Näherung so weit treiben, daß man z. B. in dem eben diskutierten Zwei-Elektronenproblem die Retardierung (endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit) der zwischen den beiden Elektronen wirkenden elektromagnetischen Kräfte berücksichtigen wollte, so könnte man die Lösung unmöglich von der Wellenmechanik erwarten, da man ja auch in der klassischen Theorie bei diesem Problem mit der Mechanik nicht auskommen, sondern auch elektrodynamische Ansätze benötigen würde.

Dies gilt erst recht für den Fall, daß man es mit mehreren getrennten atomaren Systemen zu tun hat, die weit voneinander entfernt sind, so daß ihr Energieaustausch nur durch ein elektromagnetisches Wellenfeld vermittelt wird. Wir wollen der Einfachheit halber annehmen, daß jedes einzelne System als „rein mechanisches" betrachtet werden kann; ferner wollen wir zunächst den Grenzfall betrachten, daß alle Einzelsysteme gegenseitig in der „Wellenzone" liegen, d. h. daß ihre Abstände groß sind gegen die Wellenlängen der ausgetauschten elektromagnetischen Strahlungen. Man kann dann den Energieaustausch beschreiben durch formale Auflösung in die Einzelprozesse: Emission, Absorption und Streuung von Licht.

Die ersten quantitativen Formeln für die Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse verdanken wir Heisenberg; seine sogenannte Matrixtheorie baut auf dem Bohrschen Korrespondenzprinzip auf und benutzt direkt die (bereits integrierten) Lösungen der klassischen Elektrodynamik. Weiter ausholend ist die Strahlungstheorie von Dirac[1]); sie bildet einen ersten Ansatz zur Quantenelektrodynamik, welcher sich als verallgemeinerungsfähig zu erweisen scheint. Ich möchte mich hier auf den Standpunkt der Diracschen Theorie stellen, weil sie der vorher besprochenen Theorie der „rein mechanischen" Probleme formal nähersteht und auch Probleme gemischten Charakters (mechanische + Strahlungskräfte) leichter einzureihen gestattet.

Die Methode von Dirac sei kurz skizziert. — Das elektromagnetische Feld sei in einen Hohlraum eingeschlossen und in seine Eigenschwingungen entwickelt. Jede derartige elektromagne-

1) Vgl. G. Wentzel, Physik. Zeitschr. **29**, 321, 1928.

2) R. de L. Kronig, Zeitschr. f. Phys. **50**, 347, 1928; G. Wentzel, Réunion internationale de Chimie physique, Paris 1928.

1) P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **114**, 243, 1927.

tische Eigenschwingung wird (ähnlich wie in der klassischen Jeansschen Strahlungstheorie) als einem linearen harmonischen Oszillator äquivalent gedacht, dessen Energie E_s mit der elektromagnetischen Energie identifiziert wird, die in der betr. Eigenschwingung (Frequenz ν_s) vorhanden ist. Das Strahlungsfeld wird gequantelt durch Quantisierung jener Oszillatoren:

$$E_s = h\nu_s \cdot N_s, \quad N_s = 0, 1, 2, \ldots$$

(Die Frage der Nullpunktsenergie übergehe ich.) — Wir setzen jetzt unser mechanisches System (Atom) in den Hohlraum und behandeln die Wechselwirkung zwischen diesem und den Ersatzoszillatoren nach der Methode der quantenmechanischen Störungstheorie. Für die Störungsfunktion wird der klassische Ausdruck

$$\Phi = \sum_s \left(\mathfrak{A}_s \cdot \frac{d\mathfrak{p}}{dt} \right)$$

verwendet ($\mathfrak{p}$ = elektrisches Moment des Atoms, $\mathfrak{A}_s$ = Vektorpotential der Eigenschwingung s); hier ist der Punkt, wo Dirac auf die klassische Theorie zurückgreift (Ersatz für das Korrespondenzprinzip!). Dank dieser Störung macht das ganze System (Atom + Oszillatoren) Quantensprünge bei konstanter Energie, derart, wie ich sie in I b) beschrieben habe; ihre Wahrscheinlichkeiten werden wieder durch die Formel

$$w = \frac{4\pi^2}{h} \cdot \Phi^2$$

beschrieben, wo nur für Φ jetzt die betr. Matrixelemente der eben genannten Störungsfunktion einzusetzen sind. Φ ist linear in $\mathfrak{A}_s$, d. h. in den Amplituden der Oszillatoren (proportional $E_s^{1/2}$ oder $N_s^{1/2}$). Für diese gilt aber die Auswahlregel: Φ ist nur $\neq 0$, wenn eine (und nur eine) der Quantenzahlen N_s sich um ± 1 ändert, d. h. wenn sich die Oszillatorenergie um $+ h\nu_s$ oder $- h\nu_s$ ändert, welche beiden Fälle offenbar der Emission und der Absorption je eines Lichtquants entsprechen. Indem wir noch für die Matrixelemente der Amplituden ihre bekannten Werte einsetzen, erhalten wir:

für $N_s \to N_s - 1$ (Absorption): $\Phi \sim N_s^{1/2}$,

$$w_A \sim \bar{N}_s.$$

für $N_s \to N_s + 1$ (Emission): $\Phi \sim (N_s + 1)^{1/2}$,

$$w_E \sim \bar{N}_s + 1.$$

Die Überstreichung von N_s bedeutet, daß für w ein Mittelwert von N_s über diejenigen Eigenschwingungen maßgebend ist, deren Frequenzen ν_s in der unmittelbaren Umgebung der vom Atom absorbierten bzw. emittierten Frequenz ($\Delta E/h$) liegen; $\bar{N}_s$ ist ein Maß für die spezifische Intensität des (fast) kontinuierlichen Hohlraumspektrums an der Resonanzstelle. — Wie man sieht, findet Emission statt, auch wenn $\bar{N}_s = 0$, d. h. wenn ursprünglich gar keine Strahlung vorhanden ist; dieser Term ($+ 1$) entspricht der „spontanen" Emission. Der Zusatz ($+ \bar{N}_s$) bestimmt die Wahrscheinlichkeit der „erzwungenen" Emission, sie ist gleich groß wie die Wahrscheinlichkeit des inversen Absorptionsprozesses. Für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten $\frac{w_E}{w_A} = \frac{1 + \bar{N}_s}{\bar{N}_s}$ kann man unter Benutzung der Einsteinschen Koeffizienten A und B auch schreiben: $\frac{w_E}{w_A} = \frac{A + B \cdot \mathfrak{u}_\nu}{B \cdot \mathfrak{u}_\nu}$ ($\mathfrak{u}_\nu$ = spezifische Intensität des Hohlraumspektrums an der Stelle $\nu = \nu_s$), woraus folgt: $\frac{A}{B} = \frac{\mathfrak{u}_\nu}{\bar{N}_s}$. Andererseits ist die Energiedichte der Strahlung im Intervall $d\nu$, in zweierlei Weise ausgedrückt:

$$\mathfrak{u}_\nu \, d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \, d\nu \cdot h\nu \cdot \bar{N}_s$$

($\frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu$ = Zahl der Eigenschwingungen pro $d\nu$ und pro Volumeinheit, $h\nu \cdot \bar{N}_s$ = mittlere Energie einer derselben). Somit erhält man für das Verhältnis der Emissions- und Absorptionskoeffizienten die bekannte Einsteinsche Formel:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}.$$

Der Absolutwert von A kommt in Übereinstimmung mit der Heisenbergschen Theorie heraus.

Die einheitliche Beschreibung von Emission und Absorption ist vielleicht der schönste Zug an der Diracschen Theorie. Ferner sieht man aus den Formeln ohne weiteres, warum bei der Absorption (im Gegensatz zur Emission) die Quantisierung des Feldes ohne Einfluß bleibt; in der Tat wußte man schon vor der Diracschen Theorie, daß alle Absorptionsphänomene rein wellenmechanisch darstellbar sind (Störung des Atoms durch eine gegebene Lichtwelle, Störungsfunktion wie oben). Unter anderem fügt sich auch die wellenmechanische Theorie des photoelektrischen Effekts (Absorption im kontinuierlichen Spektrum[1]) ohne wesentliche Abänderung in den Rahmen der Diracschen Theorie ein.

Um auch die Streuung von Licht quantentheoretisch zu beschreiben, muß man (mit Dirac[2]) die Störungsrechnung bis zur nächsten

1) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **40**, 574, 1926; J. R. Oppenheimer, Zeitschr. f. Phys. **41**, 268, 1927.

2) P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **114**, 710, 1927.

Näherung weitertreiben (in der Störungsfunktion tritt dann noch ein in $\mathfrak{A}$ quadratischer Term hinzu). Das Resultat ist die schon von Kramers und Heisenberg korrespondenzmäßig begründete „Dispersionsformel", welche die Wahrscheinlichkeit für die Ablenkung eines Lichtquants in verschiedene Richtungen angibt, wobei übrigens das streuende Atom auch in andere stationäre Zustände übergehen kann (Raman-Effekt). Endigt das Atom dabei in einem Zustand seines kontinuierlichen Energiespektrums, d. h. wird ein Elektron freigemacht („Rückstoßelektron"), so haben wir es mit einem „Compton-Effekt" zu tun; das Comptonsche Streuspektrum ist einfach das kontinuierliche Ende des Raman-Spektrums, mit einem steilen Intensitätsmaximum an der Stelle der Comptonschen „verschobenen" Linie. Allerdings muß man, um die richtige Intensitätsverteilung zu erhalten, die Kramers-Heisenbergsche Dispersionsformel mit einer Korrektur versehen, welche die Retardierung der Lichtwellen berücksichtigt[1]); diese Korrektur ist unerläßlich, weil bei Röntgenstrahlen die Lichtwellenlänge von der Größenordnung der Atomdimensionen wird.

Aus der Mannigfaltigkeit der damit zusammenhängenden Probleme, die ihre Lösung teils schon gefunden haben, teils noch erwarten, möchte ich einige wenige erwähnen.

In der Fassung von Dirac ist seine Theorie hauptsächlich darauf zugeschnitten, die (durch Emission, Absorption und Streuung hervorgerufenen) Änderungen des Strahlungsfeldes zu beschreiben. Darüber hinaus kann man sich auch für die Änderungen interessieren, welche gleichzeitig in dem emittierenden, absorbierenden oder streuenden Atomsystem vor sich gehen. Solche Änderungen sind besonders ausgesprochen und auch experimentell leicht feststellbar, wenn der Prozeß das Atom in das kontinuierliche Spektrum versetzt, wie beim Photo- oder beim Compton-Effekt: die Richtungsverteilung der Photoelektronen sowie der „Rückstoßelektronen" ist mit Hilfe der Wilson-Kammer viel untersucht worden. Die theoretische Lösung dieses Problems konnte beim Photoeffekt (Absorption) schon vor der Diracschen Strahlungstheorie gegeben werden, aus dem Grunde, den ich vorhin erwähnt habe; über die schönen neueren Arbeiten, die sich mit den Photoelektronen beschäftigen, wird uns Herr Bethe nachher noch berichten. Was andererseits die Richtungsverteilung der Rückstoßelektronen beim Compton-Effekt angeht, so ist man auf die Diracsche Theorie angewiesen; auch diese Frage hat inzwischen ihre Beantwortung gefunden[1]).

Außer den bisher besprochenen Vorgängen, die entweder allein durch „mechanische" oder allein durch Strahlungskräfte induziert werden, kann man auch solche voraussagen, die durch eine gekoppelte Wirkung beider Arten von Kräften zustandekommen. Es muß z. B. einen Quantensprung geben, der ein Verbindungsglied zwischen dem Auger-Effekt (strahlungslosem Übergang) und dem reinen Emissionsprozeß darstellt: die Energie der Anregung wird teils in mechanische Energie (kinetische Energie eines abgestoßenen Elektrons), teils in Lichtenergie (kontinuierliches Spektrum!) umgesetzt[2]). Will man dieses Problem nach der Diracschen Methode behandeln[3]), so muß man, wie bei der Lichtstreuung, die Störungsrechnung bis zur 2. Näherung durchführen; dann kommt man zu einem Term, welcher sowohl die Coulombsche wie die Strahlungskopplung enthält, und dieser ist für die erwähnten Prozesse verantwortlich. Nach der Abschätzung von Heisenberg und Pauli[4]) sind aber diese Prozesse so selten, verglichen mit den Emissions- und Auger-Sprüngen, daß ihr experimenteller Nachweis schwer durchführbar sein dürfte. Nur bei Elektronengeschwindigkeiten, die nahe an die Lichtgeschwindigkeit heranreichen, wird ihre Häufigkeit beträchtlich; Heisenberg und Pauli begründen hiermit den kontinuierlichen Charakter der primären β-Strahlenspektren; doch bleibt dabei ungeklärt, warum die komplementären kontinuierlichen γ-Spektren fehlen.

Ich kann diese Ausführungen nicht abschließen, ohne einige Worte über den Einfluß des Elektronenspins zu sagen. Fast alle Probleme, von denen ich gesprochen habe, sind bisher nur unter Vernachlässigung der Spinkräfte (und der Relativitätskorrektionen) behandelt worden; die Resultate gelten also nur für nicht zu schnelle Elektronen. Die Theorie der Spinkräfte ist aber bisher noch keineswegs geklärt; sogar das Einelektronproblem mit Spin, für welches Dirac eine elegante und in vielem befriedigende Formulierung gegeben hat, gibt uns noch Rätsel auf, gerade auch im Zusammenhang mit der Theorie der Emission und der Streuung von Licht[4]). Trotzdem darf man wohl hoffen, daß durch eine vorsichtige Kombination

1) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **43**, 1 u. 779, 1927; I. Waller, Nature **120**, 155, 1927, Phil. Mag. **4**, 1228, 1927 u. Zeitschr. f. Phys. **51**, 213, 1928.

1) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **58**, 348, 1929.

2) W. Heisenberg u. W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **56**, 1, 1929.

3) J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **35**, 939, 1930, II. Teil.

4) Vgl. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **126**, 360, 1930; J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **35**, 939, 1930, I. Teil.

der Diracschen Strahlungstheorie (oder des Korrespondenzprinzips) mit der Diracschen Spintheorie richtige Resultate erhalten werden können.

Das einzige Problem, das dieser Art angegriffen und einwandfrei gelöst worden ist, ist meines Wissens die Streuung von Licht an einem freien Elektron (Compton-Effekt von γ-Strahlen)[1]. Die dabei u. a. erhaltene Formel von Klein und Nishina für den Streuungskoeffizienten von γ-Strahlen ist sicherlich besser begründet als die älteren Formeln, die unter Vernachlässigung der Spinkräfte berechnet waren. Zum besseren Vergleich mit der Erfahrung wäre es allerdings wünschenswert, daß der Compton-Effekt am gebundenen Elektron (H-Atom) gleichfalls unter Einschluß der Spinkräfte untersucht würde. — Über hierher gehörige experimentelle Ergebnisse wird Herr Hupfeld später berichten.

Offenbar ist unsere Kenntnis des Spineinflusses noch sehr lückenhaft; aber ernster noch scheint mir eine andere Lücke der Theorie, auf die ich nun zum Schluß noch zu sprechen kommen muß. Diracs Theorie der Strahlungsprozesse ist beschränkt auf den Fall, daß die Abstände der im Strahlungsaustausch stehenden Atome groß sind gegen die Wellenlängen der Strahlung, wohingegen die Atome so klein sein sollen, daß sie rein mechanisch (statisch) behandelt werden können. Für beliebige Wechselwirkungen haben Heisenberg und Pauli[2]), sowie Fermi[3]) versucht, eine allgemeine „Quantenelektrodynamik" zu formulieren, welche die Diracsche Theorie einerseits, die gewöhnliche Wellenmechanik andererseits als Grenzfälle einschließt; doch ist man gerade beim Grenzübergang zum statischen Fall auf Schwierigkeiten gestoßen, die bis heute ungelöst sind. So ist z. B. auch das bereits erwähnte Problem des Zwei-Elektronensystems (He-Atoms) mit retardierten Kräften trotz mannigfacher Bemühungen[4]) bisher nicht geklärt. Die größte Schwierigkeit, der man hier begegnet, scheint die zu sein, daß es nicht möglich gewesen ist, die unendliche Selbstenergie des Punktelektrons zu eliminieren.

Mancher mag geneigt sein, diesen Schwierigkeiten weniger Gewicht beizulegen, in Anbetracht des Umstandes, daß von den einzelnen aperiodischen Vorgängen, die uns in der Wirklichkeit interessieren, sozusagen alle in jene Grenzgebiete fallen, deren Theorie gesichert scheint. Doch wäre das ein billiger Trost und vielleicht nicht einmal zutreffend. Wagen doch einige von uns zu hoffen, daß die Lösung jener Schwierigkeiten uns dem Verständnis der Kernstruktur näherbringen wird!

1) O. Klein u. Y. Nishina, Zeitschr. f. Phys. **52**, 853, 1928; Y. Nishina, Zeitschr. f. Phys. **52**, 869, 1928.

2) W. Heisenberg u. W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **56**, 1, 1929 u. **59**, 168, 1930.

3) E. Fermi, Rend. Lincei **9**, 881, 1929.

4) G. Breit, Phys. Rev. **34**, 553 1929; J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. **3**, 461, 1930.

E. Hückel (Leipzig), Zur Quantentheorie der Doppelbindung.

Auszug aus einer bereits veröffentlichten Arbeit (Zeitschr. f. Phys. **60**, 423, 1930).

E. Brüche (Berlin), Experimente zu Störmers Polarlichttheorie. (Aus dem Forschungsinstitut der AEG.) (Mit Tafel XXXIII und XXXIV.)

E. Goldstein, dessen 80. Geburtstag wir feiern[1]), hat zuerst darauf hingewiesen, daß es möglich ist, die bekannten Polarlichterscheinungen durch elektrische Strahlungen der Sonne zu erklären. Birkeland hat 1899 dieselbe Anschauung geäußert und sie durch eine Reihe beweiskräftiger Experimente großen Stils verfolgt. Diese Experimente, die als Wichtigstes ergaben, daß die einer magnetischen Kugel zufliegenden elektrischen Teilchen in polaren Zonen auftreffen (Fig. 1), gaben den Anlaß zur mathematischen Behandlung des Problems durch Störmer.

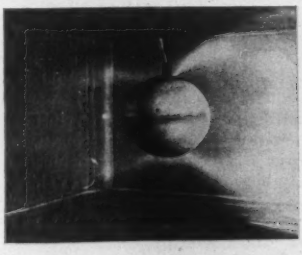


Fig. 1. Birkelands Experiment mit der „Terella".

Die Birkeland-Störmersche Polarlichttheorie hat eine Reihe von Erfolgen gehabt. So ist es ihr möglich gewesen, das Eintreffen der Elektronen in den Polargebieten und auf der Nachtseite der Erde zu erklären. Sie führt auf einen Ringstrom, der in einem weiten Kreis um die Erde parallel zum Erdäquator fließt, und kann durch diesen Ringstrom das magnetische Nachstörungssystem auf der Erde deuten und

1) Schlußvortrag aus der Sitzung: „Korpuskularstrahlen" am 5. Sept. 1930.

das erst kürzlich beobachtete Weltraumecho kurzer Wellen verständlich machen.

Gegenüber Störmers Berechnungen stehen Birkelands Versuche in zweierlei Hinsicht zurück: Erstens verwenden sie keine in der Geschwindigkeit definierte Elektronenstrahlung und können daher auch nicht zu quantitativen Resultaten führen; zweitens werden bei ihnen nur breite Elektronenbündel benutzt, so daß Aussagen über die einzelnen Bahnen unmöglich sind. Es wäre indessen durchaus denkbar, diese Mängel zu beseitigen, d. h. quantitative Modellversuche mit Einzelstrahlen durchzuführen, die nach Vorliegen der Theorie zwar kaum etwas prinzipiell Neues bringen werden, wohl aber eine Verifizierung und, wenn man so sagen will, Prüfung und Ergänzung der Theorie in weitestem Sinne bedeuten.

Experimente dieser Art, über die hier berichtet werden soll, setzen die Erzeugung von Elektronenstrahlen voraus, die in der Geschwindigkeit definiert, von geringem Querschnitt und sichtbar sind.

1. Fadenstrahlen als Voraussetzung der Experimente. (Hierzu Tafel XXXIII.) Die ersten Versuche, fadenförmige Kathodenstrahlbündel zu erzeugen, führte 1904—1905 Wehnelt[1]) mit seiner Oxydkathode durch. Er erhielt im homogenen magnetischen Felde deutliche, leuchtende Kreisbahnen, wie es auf Bild a der Tafel XXXIII zu erkennen ist. Die 1906 von Villard[2]) unternommenen Versuche mit einer kalten Kathode spezieller Konstruktion, wurden im Hinblick auf die Störmerschen Rechnungen durchgeführt. Die beiden Villardschen Photos, die die ebene und räumliche Elektronenbewegung in magnetischen Feldern zeigen, sind in Bild b wiedergegeben. Die von Westphal[3]) 1908—12 benutzten Kathodenstrahlen, die von einer besonders präparierten Oxydkathode ausgingen, sind als Fortschritt in der Erzeugung definierter Elektronenstrahlen hervorzuheben. (Vgl. Bild c.) In diesem Zusammenhang sind auch die Versuche von Johnson[4]) und Buchta[5]) zu nennen. Ersterer untersuchte 1920/22 die Gaskonzentration von Elektronenstrahlen unter dem technischen Gesichtspunkt der Konstruktion einer neuen Oszillographenröhre. Letzterer erweiterte 1925 die Johnsonschen Untersuchungen in wissenschaftlicher Hinsicht. Die vom Verf. aufgenommene Strahlphotographie der Johnson-Röhre zeigt Bild d. Schließlich sei die Arbeit von Thibaud[1]) über magnetisch konzentrierte Strahlen erwähnt.

Bei systematischen Versuchen — aber im ganzen doch mehr zufällig — kam ich ebenfalls auf gaskonzentrierte Strahlen, die sich gegenüber den Strahlen von Johnson und Buchta durch gleichbleibenden sehr geringen Querschnitt und größere Länge auszeichnen. Diese Strahlen, die ich Fadenstrahlen nennen möchte, sind in gemeinsamer Arbeit mit W. Ende weiter verfeinert worden[2]), so daß es uns heute möglich ist, Fadenstrahlen von 200 Volt Geschwindigkeit bei einer Länge über 1 m herzustellen. Die untersten Bilder der Tafel XXXIII zeigen Fadenstrahlen verschiedener Länge unter verschiedenen Bedingungen.

Wenn ich jetzt über die Experimente, die ich mit diesen Fadenstrahlen zu Störmers Theorie durchgeführt habe, berichten werde, so ist von vornherein eins zu bedenken. Es ist unmöglich, die Polarlichttheorie, zu deren Zahlenrechnungen allein über 5000 Stunden gebraucht wurden und über die rund 100 Abhandlungen Störmers bestehen, hier zu entwickeln, in ihren Ergebnissen zu diskutieren und ausführlich mit Versuchen zu belegen. Daher werde ich mich sehr beschränken müssen. Ich will nur versuchen, den physikalischen Kern der Theorie herauszuschälen und im Zusammenhang mit einigen charakteristischen Versuchen anschaulich darzustellen[3]).

2. Grundlagen der Theorie. Wir wissen, daß das Außenfeld einer gleichmäßig magnetisierten Eisenkugel dem des magnetischen Dipols gleich ist, und daß das Feld eines Polpaares dem des Dipols, besonders in größerer Entfernung, weitgehend ähnlich ist. Störmers Ausgangsannahme identifiziert daher das Erdfeld mit dem eines magnetischen Dipols. Die Feldstärke des Dipols nimmt in den Hauptrichtungen (Achse und Äquatorebene) mit der dritten Potenz der Entfernung ab, und zwar erhalten wir, wenn M das Moment des Dipols bedeutet:

$$\text{In der Äquatorebene: } H = -\frac{M}{r^3}. \quad (1)$$

$$\text{In der Dipolachse: } H = 2\,\frac{M}{r^3}. \quad (2)$$

Schießen wir in ein homogenes Feld ein geladenes Korpuskel senkrecht zu den Kraft-

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **14**, 425, 1904; Zeitschr. f. phys.-chem. Unterricht **18**, 193, 1905.

2) M. P. Villard, Radium **3**, 97, 1906.

3) W. Westphal, Ann. d. Phys. **27**, 571, 1908; Ber. d. Dtsch. Phys. Ges. **10**, 223, 1912.

4) J. B. Johnson, Phys. Rev. **17**, 420, 1920 u. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 701, 1922.

5) J. W. Buchta, Journ. Opt. Soc. Amer. **10**, 581 1925.

1) H. J. Thibaud, Journ. de phys. et le Radium **10**, 161, 1929.

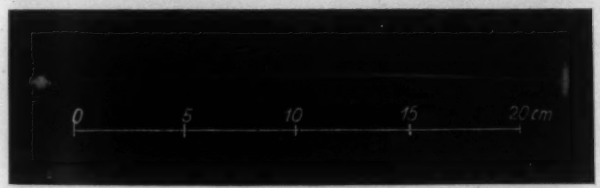
2) E. Brüche, unter Mitarbeit von W. Ende, Zeitschr. Phys. **64**, 186, 1930. Vgl. auch Petersen, Forschung und Technik S. 23.

3) Gegenüber dem Vortrag muß in diesem Abriß eine abermalige starke Beschränkung vorgenommen werden.

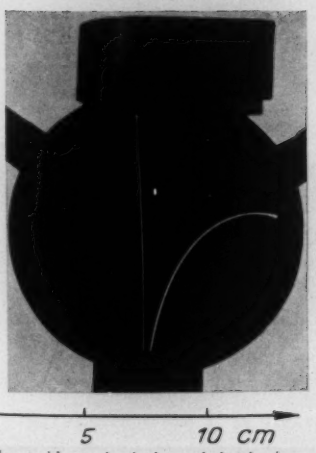
a) Wehnelts Demonstrationsröhre mit Elektronenkreis 1904.

b) Villards Versuche zu Störmers Theorie 1906.

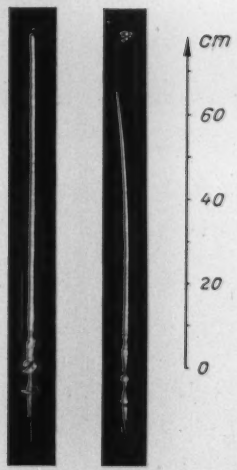
c) Strahlen von Westphals Versuchen 1908/1912.



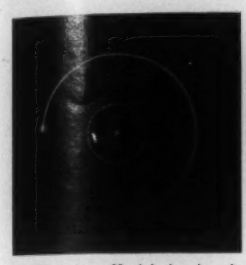
d) Gaskonzentrierter Strahl der Johnsonschen Oszillographenröhre 1920/1922. (Im eigenen Lichte vom Verf. photographiert.)



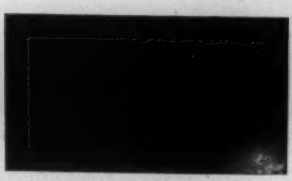
e) Fadenstrahl, unabgelenkt und durch einen Permanent-Hufeisenmagneten abgelenkt.



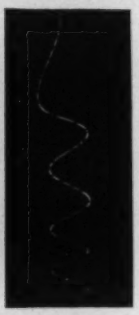
f) Fadenstrahl von 70 cm Länge im feldfreien Raum und im Erdfeld (Horizontal-Komponente).



a) Singuläre Kreisbahn in der Äquatorebene.

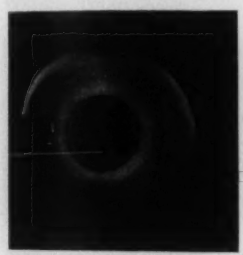


b) Bahnen in der Äquatorebene.



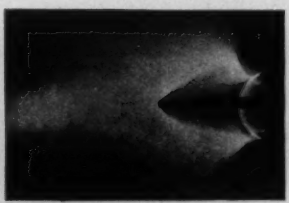
e) Schraubenbewegung der Elektronen.

f) Umkehr bei Annäherung an den Pol.

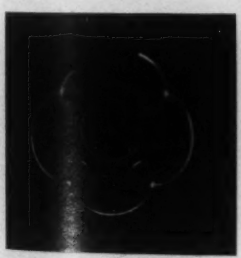


c) Singuläre Kreisbahn in der Äquatorebene und Annäherungsgrenze.

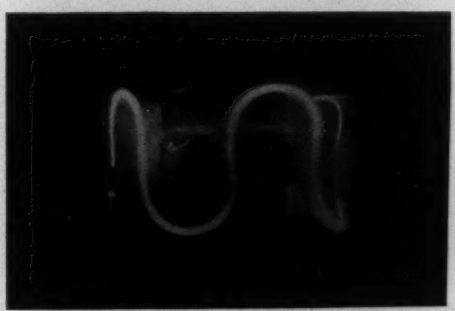
g) Elektronentorus mit Auftreffzonen ohne Ringstrom.



h) Elektronentorus durch den äquatorialen Ringstrom verzerrt.



d) Periodische Bahn in der Äquatorebene.



i) Einfachste periodische Raumbahn.

linien ein, so beschreibt es einen Kreis, dessen Radius ϱ mit der Feldstärke H und der Geschwindigkeit v in Zusammenhang steht:

$$H\varrho = \left(\frac{m}{e}\right) v. \qquad (3)$$

Diese Gesetzmäßigkeiten über den Feldabfall im Dipolfeld und über die Elektronenbewegung im homogenen Felde bilden die Grundlage der Polarlichttheorie Störmers. Die mathematische Aufgabe besteht nun in der Festlegung der Bahnen, die das geladene Korpuskel — speziell das Elektron — in diesem Felde ausführen kann; die physikalische Aufgabe besteht darin, die Ergebnisse der Rechnung auf die Erde anzuwenden und so zu Zusammenhängen zwischen Polarlichterscheinungen, dem Erdmagnetismus und der kosmischen Strahlung zu gelangen.

Uns soll hier außer dieser Hauptaufgabe der Theorie vorzugsweise die Frage interessieren, ob die theoretisch erhaltenen Bahnen und Gesetzmäßigkeiten über die Bahnen sich auch im Experiment ergeben. Um wenigstens einen Überblick über die mathematischen Ergebnisse des im einzelnen sehr schwierigen Problems zu erhalten — eine geschlossene Lösung des Systems der Differentialgleichungen ist nicht möglich — wollen wir so vorgehen, daß wir zwei einfache, aber wichtige Spezialfälle der Elektronenbewegung im Dipolfeld betrachten. Dann wollen wir gleichsam durch Zusammensetzung der Spezialfälle ein Bild des allgemeinen Falls zu erreichen suchen. Die beiden Spezialfälle sind: 1. Bewegung des Elektrons in der magnetischen Äquatorebene; 2. Bewegung nahe der Dipolachse unter kleinem Winkel zu den Kraftlinien.

3. Bahnen in der Äquatorebene. (Hierzu Tafel XXXIV.) Die Kraftlinien des Dipolfeldes stehen auf der durch den magnetischen Äquator gelegten Ebene senkrecht. Ein Elektron, das in dieser Ebene abgeschossen wird, bleibt demnach in dieser Ebene. Seine Bahnen kann man leicht konstruieren, denn nach den beiden Ausgangsgesetzen Gl. (1) und Gl. (3) gilt:

$$|\varrho| = \left(\frac{m}{e}\right)\frac{v}{M} r^3. \qquad (4)$$

In Worten: Die Krümmung der Elektronenbahnen nimmt mit der dritten Potenz der Entfernung ab; die Elektronen werden um so mehr beeinflußt, je größer e und M und je kleiner m und v ist.

Will man die Bahnen experimentell erhalten, so braucht man eine Modellerde, wie ich sie mir aus einem kräftigen Elektromagneten herstellte, der in eine Kupferkugel eingekapselt war. Fig. 2 stellt den Magneten dar, von dem gezeigt werden konnte, daß sein Feld in der Äquatorebene fast genau so wie das Dipolfeld abklingt

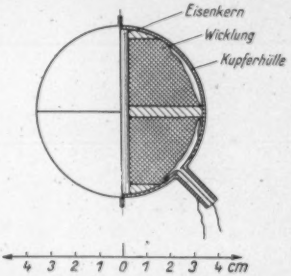


Fig. 2. Die Modellerde.

und dessen Kraftlinienbild, wie es Fig. 3 erkennen läßt, dem des Dipols sehr ähnlich ist.

Die wichtigste Bahn der Äquatorebene, ja die wichtigste aller Bahnen überhaupt, ist die singuläre Kreisbahn, die Bild a der Tafel XXXIV im Experiment zeigt. Sie wird auftreten, wenn

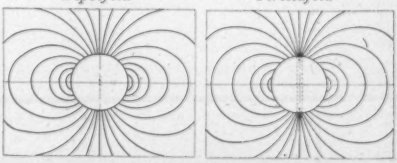


Fig. 3. Dipolfeld und Feld der Modellerde.

der Bahnkrümmungsradius ϱ gerade mit der Entfernung r übereinstimmt und der Krümmungsmittelpunkt gerade in den Dipol fällt. Für diesen speziellen Abstand c gibt Gl. (4)

$$c = \varrho = r = \sqrt[3]{\left(\frac{e}{m}\right)\frac{M}{v}}. \qquad (5)$$

Rechnen wir für die beim Versuch gewählte Größe von M und v den Wert c aus, so finden wir ihn bis auf wenige Proz., d. h. genügend genau mit dem theoretischen Wert übereinstimmend.

Von den übrigen Bahnen in der Äquatorebene sind in Bild b noch einige Beispiele gegeben[1]). Zu einer Figur zusammengezeichnet erhält man aus ihnen Fig. 4, die mit der entsprechenden theoretischen Figur praktisch vollständig übereinstimmt. — Es ist leider nicht möglich, näher auf eine Reihe interessanter Eigentümlichkeiten einzugehen, die an Hand dieser Zeichnung zu diskutieren wären, so: Die Bedeutung der

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die Größenmarkèe ist bei Bild b versehentlich zu groß gezeichnet worden. Der Kugeldurchmesser beträgt 7 cm (vgl. Fig. 2).

Kreisbahn als asymptotische Bahn, als Grenze zwischen zwei Gruppen verschiedenartiger Bahnen, ihre Bedeutung für Dimensionsfragen usw. Hier sei nur noch eine Frage kurz behandelt: Die Elektronen können nach Fig. 4 nicht bis an den Dipol herangelangen. Wie weit ist die Annäherungsgrenze vom Dipol entfernt? Die

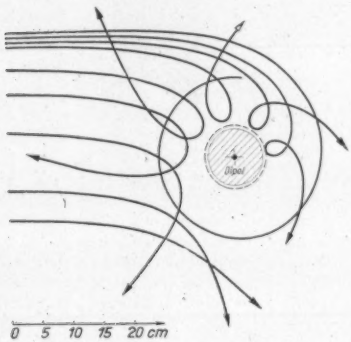


Fig. 4. Bahnen in der Äquatorebene.

Theorie gibt den entsprechenden Radius im Zusammenhang mit der Kreisbahn wie folgt an:

$$a = (\sqrt{2} - 1)\,c = 0{,}41\,c\,. \qquad (6)$$

Ein entsprechendes Experiment, das in Bild c der Tafel XXXIV dargestellt ist, und die Kreisbahn und die Annäherungsgrenze deutlich hervortreten läßt, führt auf die praktisch gleiche Zahlenbeziehung $a = 0{,}40\,c$.

Erwähnt seien noch die periodischen Bahnen, die ganz innerhalb des „c-Kreises" verlaufen. Diese Bahnen, für die Bild d ein Beispiel gibt, sind zwar theoretisch recht interessant, für die Wechselwirkung zwischen Erde und Sonne aber bedeutungslos, denn unsere Sonne steht weit außerhalb des c-Kreises der Erde, der — wir werden auf den Vergleich der Verhältnisse im Kosmos und im Modell im Abschnitt 5 näher eingehen — über Mondentfernung hinaus liegt.

4. Elektronenbahnen nahe der Dipolachse. Während wir bei dem ersten Spezialfall die Bewegung der Elektronen senkrecht zu den Kraftlinien verfolgten, wollen wir jetzt die Bewegung studieren, die vorzugsweise längs den Kraftlinien erfolgt.

Bei Elektronenbewegung schräg zu den Kraftlinien wird man sich die Geschwindigkeit zweckmäßigerweise nach zwei Komponenten zerlegt denken, von denen die eine in Richtung der Kraftlinien, die andere senkrecht zur Richtung der Kraftlinien liegt. Die erste Komponente bleibt durch das Feld unbeeinflußt, das Elektron schreitet also längs der Kraftlinie fort. Die zweite Komponente führt zu einer Kreisbewegung, das Elektron windet sich also um die Kraftlinie.

Ist das Feld homogen, so entsteht auf diese Weise die bekannte Bewegung des Elektrons längs einer Schraubenlinie. Auch bei wenig anwachsendem Felde kann man die Bahn als Schraubenlinie veränderlicher Ganghöhe bezeichnen. Für diese Bahnformen, die in der Nähe der Dipolachse (in größerer Entfernung vom Ursprung) auftreten werden, gibt Bild e zwei Beispiele.

Würde man den Strahl, der in Bild e, rechts, dargestellt ist, weiter verfolgen, so würde man eine zunächst unerwartete Erscheinung finden. Bei fortschreitender Annäherung an den Dipol tritt nämlich schließlich ein gänzliches Verschwinden der fortschreitenden Bewegungskomponente ja sogar eine rückläufige Bewegung der Elektronen ein. Diese Erscheinung, die theoretisch

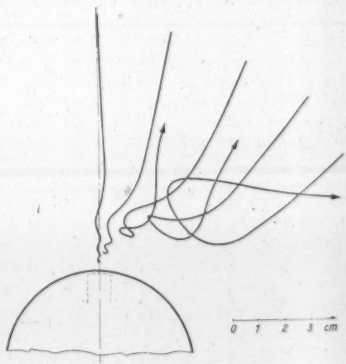


Fig. 5. Entwicklung einer rückläufigen Bahn bei Einschuß unter verschiedenen Winkeln gegen den Dipol.

genau studiert ist, ist im Bild f ebenfalls im Experiment gezeigt. — Wie sich die rückläufige Bahn entwickelt, wenn man den Strahl in verschiedener Weise gegen die Dipolachse einschießt, erläutert an Hand zusammengezeichneter experimenteller Kurven Fig. 5.

5. Das allgemeine räumliche Problem. Die beiden behandelten Spezialfälle ergeben die wichtige Tatsache, daß in der Äquatorebene um den Dipol herum ein elektronenfreies Gebiet gelegen ist, daß längs der magnetischen Achse ein Elektron unabgelenkt den Dipol erreichen wird, und daß es in den Zwischengebieten sich dem Dipol um so mehr anzunähern vermag, je geringer der Winkel zwischen Bahn und Kraftlinie ist. Mit anderen Worten: Den Dipol umgibt ein zur

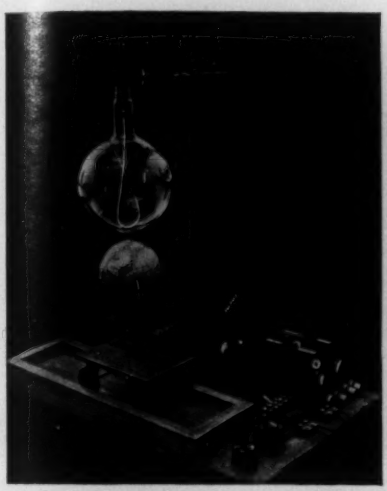


Fig. 1. Gesamtansicht der Apparatur 1.

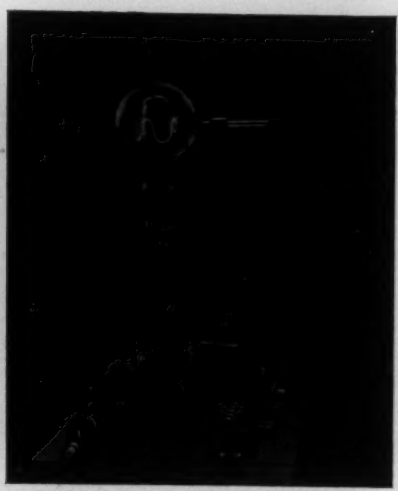


Fig. 2. Gesamtansicht der Apparatur 2.

Fig. 3. Rückkehrende Bahn.

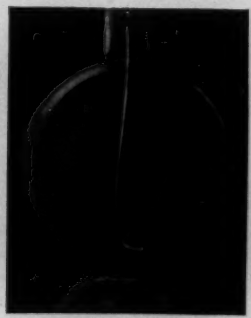


Fig. 4. Rückkehrende Bahn.

Fig. 5. Rückkehrende Bahn.

Fig. 6. Elektronentorus.

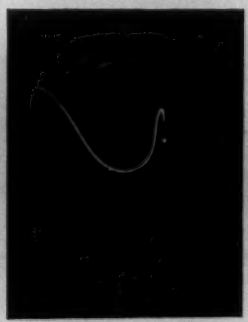


Fig. 7. Nichtperiodische Bahn.

Fig. 8. Periodische Bahn.

magnetischen Achse symmetrischer, wulstartiger Raum, in den Elektronen nicht gelangen können. Einen solchen „Elektronentorus" für ein breites Strahlenbündel, das aus einer relativ geringen Entfernung kam, zeigt Bild g im Experiment[1]).

Bevor wir dazu übergehen können, die Bedeutung des Elektronentorus für Polarlicht und Weltraumecho zu erläutern, müssen wir erst die Frage beantworten: Ist denn unsere stillschweigende Annahme richtig, daß die an sich doch sehr ausgedehnte Erdkugel gegenüber dem Elektronentorus der kosmischen Strahlung als klein anzusehen ist? Oder sind nicht etwa die kosmischen Strahlen so durchdringend, daß sie die Erdoberfläche an allen Punkten treffen können, d. h. daß der Begriff des Elektronentorus für diesen Fall seinen Sinn verliert? Der Radius der elektronenfreien Kreisfläche in der Äquatorebene war nach Gl. (6) $a = 0{,}41\, c$, und für kosmische Strahlen von 0,98 Lichtgeschwindigkeit wird nach Gl. (4) der Radius der singulären Kreisbahn $c = 916 \cdot 10^3$ km. Es ergibt sich also, daß bei unserer Erde die Grenze zwischen elektronenfreiem und elektronenerfülltem Gebiet über Mondentfernung hinaus liegt.

Daß die Erde von dem elektronenfreien Raum der Theorie tatsächlich umgeben ist, ist der Grund dafür, daß wir Nord- und Südlichter, nicht aber entsprechende Erscheinungen am Äquator beobachten. — Auch das Ergebnis der Theorie, daß der Auftreffwinkel der Elektronenstrahlen (gegen die magnetische Achse gemessen) nur sehr gering ist, bestätigt das Experiment. Wir müssen uns nämlich, um ein dimensionsgerechtes Bild zu bekommen, unsere Modellerde auf unter 1 mm verkleinert denken, wobei der Auftreffwinkel nach dem Experiment dann sehr klein wird. Der Winkel dagegen, unter dem auf der Erde das Häufigkeitsmaximum der Polarlichter liegt, beträgt 20^0. Doch läßt er sich mit der Theorie in Einklang bringen, wenn man die magnetische Wirkung des um die Erde parallel zum Erdäquator flutenden Elektronenstroms berücksichtigt. Die Richtigkeit dieser Bemerkung Störmers verdeutlicht unser Bild h, bei dem dieser Elektronenstrom durch einen in einem Kreisring fließenden Strom ersetzt ist.

Die kürzlich beobachteten sehr langen Zeiten, nach denen Echos elektromagnetischer Signale aus dem Weltraum zurückkehren, haben die Vermutung nahegelegt, daß es sich hier um eine Reflexion an der Grenzfläche des Elektronentorus handele. Diese Erklärung Störmers hat gegenüber anderen Erklärungsweisen den Vorzug, sich zwanglos aus der bestehenden Theorie zu ergeben.

Auch für das „Weltraumecho" ist also der Elektronentorus bzw. der Elektronenringstrom um den Äquator von größter Bedeutung. Wir wollen daher mit der Betrachtung der periodischen Raumbahnen, deren Gesamtheit den Ringstrom bedingt und die gegenüber der Erde die Torusgrenzfläche bilden, unsere Überschau abschließen. Die periodischen Bahnen, deren jede gleichsam als „Asymptote" einer Schar von der Sonne kommender Elektronenstrahlen behandelt werden kann, seien durch ein besonders charakteristisches Beispiel erläutert. Diese Bahn ist in Bild i dargestellt. Wie sie zustande kommt, macht man sich leicht an Hand des Dipolkraftlinienbildes klar. Das von der Äquatorebene aufsteigende Elektron läuft zunächst in Richtung der Kraftlinie und bleibt damit unbeeinflußt. Mit zunehmendem Abstand macht sich mehr und mehr eine seitwärts abkrümmende Kraft geltend, die durch das Umbiegen der Kraftlinien gegen den Pol des Dipols bedingt ist. — Außer diesen einfachsten periodischen Raumbahnen gibt es noch unermeßlich viele andere, wunderlich geformte Bahnen, von denen ein kleiner Teil jetzt teils durch Störmers neueste Rechnungen[1]), teils durch Experimente der geschilderten Art gefunden ist.

1) Es muß erwähnt werden, daß der hier im Experiment gezeigte Elektronentorus nicht voll dem mathematischen Begriff entspricht; die mathematische Grenzfläche liegt der Modellerde näher.

1) Diese Untersuchung Herrn Störmers wird in der Zeitschr. f. Astrophys. erscheinen.

E. Brüche und W. Ende (Berlin), Demonstrationsversuche zu Störmers Polarlichttheorie. (Aus dem Forschungsinstitut der AEG.) Mit Tafel XXXV.

Im Anschluß an den auf der Königsberger Tagung gehaltenen Vortrag[1]) über Experimente zu Störmers Polarlichttheorie wurden zwei Apparaturen vorgeführt, die zwei spezielle, aber wichtige Bahntypen der Theorie zu demonstrieren gestatten. Wir entsprechen einem mehrfach geäußerten Wunsche, indem wir anschließend einige Angaben und einige Photographien dieser Apparaturen veröffentlichen.

Allgemeine Versuchsanordnung. Die Versuchsanordnung besteht bei beiden Apparaturen aus einer Elektronenstrahl-Röhre, der Schaltanordnung mit Strom- und Spannungsquelle, und dem Elektromagneten, der die magnetische Erde vertritt.

Die Elektronenstrahl-Röhre enthält eine Oxydkathode der von Ende angegebenen Bauart. Das senkrecht von der Kathodenfläche ausgehende

1) E. Brüche, die vorhergehende Arbeit in dieser Zeitschrift.

Elektronenbündel erhält seine Beschleunigung von 100—200 Volt auf dem ca. 3 mm langen Wege in das Innere der kegelförmig ausgebildeten Anode und tritt durch eine feine Öffnung in der Kegelspitze in den Beobachtungsraum. Die Röhren wurden unter dauerndem Pumpen einige Stunden bei $\sim 450^0$ C ausgeheizt, mit Argon von ca. 10^{-3} mm Quecksilber-Druck[1]) gefüllt und dann von der Pumpe abgeschmolzen. Die Spannungs- und Stromquellen bestehen aus zwei Anodenbatterien von je 100 Volt zur Beschleunigung der Elektronen und einem Akkumulator von 2 Volt zum Betrieb der Glühkathode. Der Heizstrom, der vom Akkumulator geliefert wird, läßt sich durch einen Widerstand regulieren. Er beträgt rund 3 A, wobei die Gesamtemission die Größe einiger Milliampere erreicht.

1. Annäherung eines Elektronenstrahls an den magnetischen Pol. Gelangen Elektronen, die von der Sonne ausgehen, in das magnetische Feld der Erde, so werden sie unter günstigen Bedingungen in die Polargebiete unserer Erde geleitet, wo sie als Nord- bzw. Südlichter beobachtet werden. Die Annäherung an die Pole erfolgt dabei im allgemeinen auf Kurven, die sich als geodätische Linien um Kraftlinienkegel schlingen. Die Eigentümlichkeit geodätischer Linien auf einem Kegel ist es, die Spitze des Kegels (in diesem Falle den magnetischen Pol) nicht zu erreichen, sondern umzukehren. Die Annäherung an den Pol erfolgt um so weitgehender, je kleiner die Öffnung des umschlungenen Kraftlinienkegels ist, d. h. je mehr die Anfangsrichtung des Strahles mit der Kraftlinienrichtung übereinstimmt.

Aufgabe der ersten Apparatur (Fig. 1) ist es, die rückläufige Bahn des Elektronenstrahls bei Annäherung an den magnetischen Pol und ihre Entwicklung bei Änderung der Anfangsbedingungen zu zeigen. Dazu ist die magnetische Erdkugel durch eine Stromspule mit Eisenkern nachgebildet, deren magnetisches Moment durch Regulierung der Stromstärke geändert werden kann. Die kugelförmige Elektronenstrahl-Röhre ist über dem in einen Globus eingeschlossenen Elektromagneten angeordnet. Zur bequemeren Durchführung der Experimente verschieben wir nicht den Elektronenstrahl, der von oben her in das Feld eindringt, gegen den feststehenden Erdmagneten, sondern bewegen letzteren unter der feststehenden Elektronenstrahl-Röhre fort. Man erhält so z. B. die in Fig. 3—5 dargestellten Bilder. — Stimmt die Anfangsrichtung des Strahls mit der magnetischen Achse überein, so bleibt der Elektronenstrahl unabgelenkt, bis er auf die Glaswand trifft. Man sieht dann im Scheine der zerstreuten Elektronen den elektronenfreien Raum (Elektronentorus) angedeutet (Fig. 6).

Symmetrische periodische Bahn um die magnetische Erdkugel. Gehen die Elektronenstrahlen unter bestimmten speziellen Richtungen von der Sonne aus, so werden sie durch das magnetische Feld unserer Erdkugel zu räumlichen Bahnen gebogen, die in der Nähe der magnetischen Äquatorebene die Erdkugel umkreisen. Die Gesamtheit dieser Bahnen bildet einen Ringstrom, der auf das magnetische Feld an der Erdoberfläche zurückwirkt und vermutlich mit dem Herabrücken der Polarlichter in mittleren Breiten in Zusammenhang steht. Die periodischen Ringbahnen um den magnetischen Äquator können als Asymptoten der einzelnen von der Sonne her kommenden Bahnen betrachtet werden.

Die Aufgabe der zweiten Apparatur (Fig. 2) ist es, eine der einfachsten dieser Bahnen, die zur Äquatorebene symmetrisch sind, zu zeigen. In die Öffnung eines, wie ein Dewargefäß geblasenen Glaskolbens ist ein Elektromagnet eingeführt, bei dem durch Anbringung zweier Eisenkappen über den Polen das Feld in der Äquatorebene besonders verstärkt ist. Parallel zu der Achse dieses Magneten, der unsere Erdkugel darstellen soll, und senkrecht zu seiner Äquatorebene wird ein Elektronenstrahl abgeschossen, wie es Fig. 7 und 8 zeigen. Es bildet sich bei richtiger Wahl der Spulenstromstärke, d. h. bei richtiger Wahl des magnetischen Momentes eine der erwähnten einfachen Bahnen aus.

1) Zur Erzeugung eines helleuchtenden fadenförmigen Strahles muß Gasdruck, Emission und Elektronengeschwindigkeit in bestimmter Beziehung zueinander stehen. Hierüber und über weitere Einzelheiten der Herstellung der Röhren werden wir an anderer Stelle berichten.

Hans Bartels (Danzig), Über das Grenzkontinuum der Natriumnebenserien[1]).

Wenn man im Vakuum einen Bogen zwischen einem Eisenklotz und metallischem Natrium brennen läßt, so bildet sich um den eigentlichen Bogen eine leuchtend grüne Aureole aus, die das Bogenspektrum des Natriums mit großer Intensität emittiert. Schon früher ließ sich zeigen, daß sich mit dieser Lichtquelle die Natriumnebenserien bis ins Grenzkontinuum hinein verfolgen lassen[2]). Die Intensität des Kontinuums läßt sich durch geeignete Konstruktion des Bogens so weit steigern, daß man ohne Schwierigkeiten den Übergang der diskontinuierlichen Linienfolge der Serie in das Grenzkontinuum mit Hilfe von Apparaten großer Dispersion genau

1) Kurzer Auszug. Ausführliche Veröffentlichung erfolgt demnächst in der Zeitschr. f. Phys.

2) H. Bartels, Zeitschr. f. Phys. **25**, 389 (Fig. 5), 1924.

beobachten kann. Die Aufnahmen wurden mit einem Zeissschen Dreiprismenapparat gemacht, der in dem betreffenden Spektralgebiet eine Dispersion von 5 Å/mm hatte.

Nach Beobachtungen von Paschen[1]) an *He*-Serien und von Herzberg[2]) an der Balmer-Serie setzt sich das Grenzkontinuum als rasch abklingender Untergrund bis in die Linienfolge der Serie hinein fort. Auch die Aufnahmen an Natrium schienen diesen Befund zunächst zu bestätigen. Photometerkurven des Übergangsgebietes zeigten jedoch deutlich, daß dieser „Untergrund" jedenfalls in dem vorliegenden Fall durch das Einschalten der „verbotenen" Übergänge entsteht. Wie Kuhn[3]) bei der Absorption im elektrischen Feld beobachtet hat, werden auch hier in der Emission durch die gleiche elektrische Störung die verbotenen Übergänge um so leichter eingeschaltet, je höher der Ausgangsterm liegt. Je näher man dem Serienende kommt, in desto stärkerem Maße werden deshalb die Zwischenräume zwischen den normalen Serienlinien durch derartige „verbotene" Linien ausgefüllt.

Diskussion.

Herr Joos (Jena): Wie verhält es sich mit dem Eingreifen des Grenzkontinuums beim Wasserstoff, wo derartige verbotene Übergänge nicht in Frage kommen?

Herr Bartels: Aus den Messungen bei Herzberg ist m. E. auf die Existenz eines Eingreifens des Kontinuums nicht zu schließen. Denn die Intensität zwischen den Linien hebt sich bei den Herzbergschen Photogrammen erst von dem Punkt an, wo die Linien selbst ineinander fließen. Hier ist also der „Untergrund" durch die natürliche Breite der Linien vorgetäuscht.

1) F. Paschen, Berl. Ber. 1926, 135.
2) G. Herzberg, Ann. d. Phys. **84**, 565, 1927.
3) H. Kuhn, Zeitschr. f. Phys. **61**, 805, 1930.

Gerhard Kirsch (Wien), Zur Kritik der geologischen Zeitmessung.

Ich habe vor 8 Jahren einen Wert für das Verhältnis der Halbwertszeiten von Uran und Thorium und damit auch für die Halbwertszeit des Thoriums angegeben, der auf Grund von Analysen Uran und Thorium gleichzeitig enthaltender Mineralien indirekt berechnet war. Dieser Wert, der mit den von Heimann und Mc Coy angegebenen, experimentell bestimmten übereinstimmt, wurde in der deutschen Literatur (Meyer-Schweidler, Handbücher) inzwischen aufgenommen; in der angelsächsischen Literatur dagegen wird bis heute die ca. 30 Proz. niedrigere, ältere Bestimmung von Rutherford und Geiger ausschließlich bei Altersbestimmungen von Mineralien verwendet. Ich habe daher — in dieser Richtung in Wien in Gang befindlichen Arbeiten vorgreifend — in diesem Frühjahr eine vorläufige direkte Bestimmung der Zahl der α-Teilchen aus Thorium unternommen, die entsprechend der geringen Anzahl gezählter Teilchen nur eine Genauigkeit von einigen Prozenten erreicht, aber zur Entscheidung zwischen den beiden erwähnten Werten der Thoriumhalbwertszeit hinreicht. Das Ergebnis stimmt vollkommen mit dem von Mc Coy erhaltenen ($T_{Th} = 1{,}8 \cdot 10^{10}$ Jahre) überein. Der Gehalt des verwendeten, 16 Jahre alten Thoriumpräparates an Folgeprodukten wurde durch Vergleich der Zusammensetzung der Strahlung mit der von Pechblende und Thorit bekannter Zusammensetzung nach einer neuen Methode kontrolliert. Die verwendeten Mengen, 1—2 mg, wurden mittels Mikrowaage genauer als auf 1 Proz. bestimmt. Die Zählung der α-Teilchen wurde mit dem Röhrenelektrometer von Ortner und Stetter ausgeführt. Kontrollzählungen mit einem Uranpräparat gaben genau den erwarteten Wert.

Die zweite Mitteilung, die ich zu machen habe, betrifft die Zuverlässigkeit von Altersbestimmungen an Pechblenden aus Pegmatiten. Das am meisten untersuchte Vorkommen von diesen sind die Bröggerite von Raade und Moß, über die ich wiederholt geschrieben habe. Dafür, daß die aus den Blei-Uran-Verhältnissen berechneten Alterswerte bei den Bröggeriten volles Vertrauen verdienen, was ich in dem Buch „Geologie und Radioaktivität" ausführlich auseinandergesetzt habe, wäre noch anzuführen, daß vor allem der Thorgehalt mit dem Alter ähnlich rhythmischen Verlauf zeigt, wie die Häufigkeit der Kristalle. Er fällt dauernd während der ersten ausgesprochenen Bröggeritbildungsperiode, die etwa 30 Millionen Jahre umfaßt, springt dann unvermittelt auf nahezu den ursprünglichen Betrag und nimmt mit abnehmendem Alter wieder stetig den gleichen Zeitraum hindurch ab. Aus der folgenden Zeit liegen dann zu wenig Analysen vor, um Sicheres sagen zu können, aber die Fortsetzung des Rhythmus ist angedeutet. Solche ausgesprochene Gesetzmäßigkeiten beweisen, daß die Altersunterschiede der Bröggerite reell sind. Bei den Thorianiten von Ceylon, von denen allerdings nur ungefähr 20 Analysen vorliegen, scheinen die Verhältnisse bis in Einzelheiten analog zu sein.

Um nun zu prüfen, ob sich die bei den Bröggeriten gewonnenen Ergebnisse auf andere Vorkommen übertragen lassen, haben wir in Wien mit einer ähnlichen Untersuchung der ostafrikanischen Morogoroerze begonnen. Hier scheinen aber die Verhältnisse ganz anders zu liegen. Wir

fanden bis jetzt, daß von 6 Kristallen zwar alle wenigstens einen Kern enthielten, der das Pb/U-Verhältnis $0{,}091 \pm 1$ Proz. ergab. Die äußere Schale — ich spreche hier nicht von der gelben Verwitterungskruste, sondern von der äußeren Hälfte der augenscheinlich unveränderten, gesunden Pechblendensubstanz — wies aber bei zwei Kristallen einen höheren Wert auf, beim ersten nur um 2 Proz., beim zweiten dagegen um 30 Proz. Da nun die Hülle nicht älter sein kann als der Kern — das Umgekehrte wäre ja denkbar — so muß hier eine teilweise Veränderung äußerlich gesund erscheinender Pechblende stattgefunden haben. Sie bestand wohl vor allem in einer Entfernung von Uran.

Hieraus folgt, daß man einer Altersbestimmung eines pegmatitischen Pechblendenvorkommens, auch wenn das Atomgewicht des Bleies kontrolliert wurde, nur dann Vertrauen schenken darf, wenn entweder eine genügende Zahl von Einzelkristallen analysiert wurde oder ein Einzelstück durch Zerlegung in mehrere Proben auf seine Homogenität geprüft wurde. Meines Wissens ist dies bei der Pechblende von Keystone ($Pb/U = 0{,}226$) nicht der Fall. Die karelischen Pechblenden, von denen fünf Analysen verschiedener Fundorte vorliegen, streuen wiederum so stark (0,17—0,33), daß ich große Bedenken trage, ihr Alter als dem Pb/U-Verhältnis entsprechend anzunehmen. Eine Kontrolle der Homogenität liegt auch hier nicht vor. Neben den Bröggeriten von Moß können daher, von jüngeren Mineralien abgesehen, nur die westnorwegischen und kanadischen Pechblenden, von denen genügend übereinstimmende Analysen vorliegen, als gesicherte Altersbestimmungen gelten. Damit liegt die unterste Grenze des Alters der Erde, soweit dieselbe heute durch radioaktive Altersbestimmungen gezogen werden kann, bei 1,2 Milliarden Jahren. Aus dem australischen Präkambrium haben wir zwar vier gut zusammenstimmende Analysen von recht verschiedenartigen Mineralien mit den Bleiverhältnissen um 0,19, aber hier sollten doch wohl noch Bestätigungen abgewartet werden.

Drittens möchte ich mir noch zur Deutung der Blei-Uran-Verhältnisse der amorph werdenden Salze schwacher Säuren, der Silikate, Erdsäuremineralien usw., eine Bemerkung erlauben. Diese Mineralien ergeben im Gegensatz zu den Pechblenden, deren Bleiverhältnisse nur in beschränktem Bereiche streuen, Schwankungen der Pb-Verhältnisse fast von Null bis ungefähr zu dem den Pechblenden, mit denen sie zusammen vorkommen, entsprechenden Werte. Auch vereinzelte sehr viel höhere Werte kommen gelegentlich vor. Ich möchte vorschlagen, es mit der Hypothese zu versuchen, daß diese Mineralien, sobald sie verändernden äußeren Einflüssen erliegen, infolge der langen Zeiträume, um die es sich handeln muß, — meist wohl Jahrmillionen — sehr oft bis zu einem neuen chemischen Gleichgewicht verändert werden und ihren gesamten Bleigehalt einbüßen. Das heute von uns gefundene Bleiverhältnis würde dann in vielen Fällen die Zeit des letzten Angriffes auf diese Mineralien, die Zeit einer erhöhten Temperatur, also wohl magmatischer Tätigkeit in entsprechender Tiefe bezeichnen. Die auffallende Häufung von Bleiverhältnissen metamikter, d. i. amorpher, ursprünglich aber kristallisierter Mineralien aus allen Teilen der Erde um bestimmte Werte — 0,04, worauf schon A. C. Lane hinwies, 0,067 usw. — würde uns dann auf eine weltweit verbreitete Erhöhung der inneren Tätigkeit unseres Planeten zu gewissen Zeiten aufmerksam machen. Der Vergleich dieser Angaben mit anderen Äußerungen der inneren Kraftquellen erlaubt dann auch die Bleiverhältnisse, welche uns sicher keine Schlüsse auf das Alter von Mineralien gestatten, für die geologische Zeitmessung fruchtbar zu machen.

Erich Regener (Stuttgart), Über die durchdringende Komponente der Ultrastrahlung, festgestellt durch Absorptionsmessungen im Bodensee. (Auf Wunsch des Verfassers in der kombinierten Sitzung am 9. September vorgelesen durch Herrn W. Kaufmann.)

Im Herbst 1928 wurde durch Versenkung einer Ionisationskammer mit registrierendem Elektrometer im Bodensee festgestellt, daß jenseits der bisher bekannten Komponenten der Ultrastrahlung noch ein ganz durchdringender Anteil existiert, der (für senkrechte Inzidenz der Strahlung gerechnet) einen Absorptionskoeffizienten von $\mu = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$/cm H_2O ergibt. Die daraus nach den bekannten Formeln für die Compton-Streuung berechnete Wellenlänge liegt in der Nähe derjenigen, die für den Zerfall eines Protons ausgerechnet wird (vgl. Naturw. **17**, 183, 1929).

Das damals erhaltene Resultat wurde durch neue Messungen im Winter 1929/30 gegen den Einwand sichergestellt, daß etwa eine mit der Tiefe abnehmende Radioaktivität des Bodenseewassers die Existenz der ultraharten Komponente vorgetäuscht haben könnte. Zu diesem Zwecke befand sich der früher benutzte Registrierapparat im Innern eines großen, 2,5 m im Durchmesser haltenden eisernen Kessels, der, mit Wasser von der Oberfläche des Sees gefüllt, in die verschiedenen Wassertiefen bis 237 m versenkt wurde. Die mitgeführte Wasserschicht im Innern des Kessels schützte dabei den Registrierapparat vor der Einwirkung einer eventuellen Radioaktivität

des äußeren Wassers in den verschiedenen Tiefen. Die erhaltene Absorptionskurve stimmt mit der von 1928 sehr gut überein, nur die Restionisation in der größten Tiefe war diesmal ein wenig höher. Das Bestehen einer ultraharten Komponenten der Höhenstrahlung kann also nicht mehr angezweifelt werden. Auch die Radioaktivität des Bodenseewassers in verschiedenen Tiefen wurde in der Zwischenzeit nach der Emanationsmethode möglichst genau gemessen. Sie ergab sich kaum verschieden von derjenigen des destillierten Wassers.

In allerletzter Zeit wurden noch Messungen mit einem Zählrohr nach Geiger-Müller ausgeführt, mit dem also nicht wie bei den früheren Versuchen die Intensität der Strahlen durch die Ionisation bestimmt, sondern die Zahl der von der Strahlung ausgelösten Elektronen festgestellt wurde. Die ganze Anordnung wurde wieder in den erwähnten Schutzkessel eingebaut und arbeitete vollkommen automatisch. Das Zählrohr arbeitete auf einen Röhrenverstärker, dieser auf eine Zähluhr, deren Stand jede Stunde auf einer rotierenden photographischen Platte festgehalten wurde. Die bisher von 43 bis 235 m Wassertiefe durchgeführten Messungen zeigen, daß auch nach dieser Methode die ultraharte Komponente sich bis zu den größten Tiefen durch Abnahme der stündlich registrierten Elektronenzahlen dokumentiert. Die durch die Ungunst der Witterung der letzten Wochen stark gestörten Messungen werden zur Zeit fortgesetzt.

Mit derselben Ionisationskammer, mit der im Bodensee in großen Tiefen gemessen wurde, hat Herr Walter Kramer im Februar 1929 vom Eise des Alpsees bei Immenstadt im Allgäu aus die ersten 20 m Wassertiefe genau durchgemessen, die im Bodensee aus verschiedenen Gründen nicht gemessen werden konnten. Die Analyse der ganzen Absorptionskurve von 0—235 m Wassertiefe führt Herr Kramer zur Zeit mit Hilfe der von Herrn Kulenkampff angegebenen Formeln durch.

Diskussion.

Herr Fürth (Prag): Die Strahlung kann, exakt ausgedrückt, nicht durch Zerstrahlung eines Protons allein entstehen, sondern nur durch gegenseitige Vernichtung eines Protons und eines Elektrons (wegen des Satzes von der Erhaltung der elektrischen Ladung). Da die dabei freiwerdende Energie einfach gleich ist dem Produkt der zerstrahlten Massen mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit, kommt es praktisch bei der Berechnung der Wellenlänge der Strahlung auf dasselbe hinaus, ob man sie als Zerstrahlungsprodukt eines Protons allein oder eines Protons und eines Elektrons auffaßt.

Immenstaad/Bodensee, 29. August 1930.

E. Steinke (Königsberg), Die Übergangseffekte der kosmischen Ultrastrahlung bei Variation des Absorptionsmediums. (Mit Tafel XXXVI.)

Über das Verhalten von Stoffen verschiedener Ordnungszahl gegenüber der Ultrastrahlung hat bereits im Jahre 1927 Herr Hoffmann[1]) eine Arbeit veröffentlicht, deren außerordentlich interessante und weitreichende Ergebnisse Sie im wesentlichen in Fig. 1 sehen. Bei Anwendung verschiedener Panzermaterialien ist die gemessene Strahlungsintensität bei äquivalenten Absorberdicken verschieden groß. Die Absorptionskurven ziehen sich erst bei mehr als 10 cm Bleiäquivalent zusammen, ordnen sich aber dort nach dem Atomgewicht, so daß diese Unterschiede von Hoffmann der verschiedenen Streuung in den betreffenden Elementen zugeschrieben und nicht mehr durch den eventuellen Radiumgehalt der Schirmsubstanzen erklärt wurden, der sich außerdem daraus noch zu rund zwei Größenordnungen kleiner ergab als bisher angenommen (10^{-14} gegenüber 10^{-12} g Radium pro g Substanz). Soweit die Strahlung mit mehr als 10 cm Bleiäquivalent gefiltert worden ist, kann man den Hoffmannschen Kurven voll und ganz zustimmen, nicht aber in dem ersten Bereich geringerer Absorption, weil dort eventuell die normale radioaktive Umgebungsstrahlung die gesuchten Effekte der Ultrastrahlung verwischt haben könnte (von den bei Absorptionsdicke null vorhandenen 4,3 J sind nur etwa 1,3 J durch die Ultrastrahlung und 3 J durch die Strahlung der Wände und Decke des Arbeitsraumes hervorgerufen). Meine Schweizer Messungen aus dem nächsten Jahre[2]) brachten dann einen weiteren Beweis dafür, daß die gemessene Strahlungsintensität stark vom Absorptionsmaterial abhängt und bestätigten experimentell den von Hoffmann[3]) aus theoretischen Überlegungen vorhergesagten „Sprung" in der Absorptionskurve beim Übergang von einem zum anderen Absorptionsmedium (Fig. 2). Während die Luft- oder Eisenwerte für sich die wahren Absorptionskoeffizienten der Ultrastrahlung geben, erhält man beim Übergang von Luft nach Eisen z. B. einen vielmals stärkeren Abfall, der als durch die Absorption der Luftstreustrahlung hervorgerufen gedeutet wurde. Von den bisherigen Angaben über die Absorptionskoeffizienten der Ultrastrahlung konnte man demnach nur diejenigen als richtig anerkennen, die in homogenen zur Sättigung der Streustrahlung ausreichenden Absorptionsmedien

1) G. Hoffmann, Ann. Phys. **82**, 413, 1927. Schriften der Königsberger Gelehrten Gesellschaft **4**, 1, 1927.
2) E. Steinke, Zeitschr. f. Physik **48**, 667, 1928.
3) G. Hoffmann, l. c.

bestimmt waren, nicht dagegen die in Übergangszonen gefundenen Werte.

Bei meinen Schweizer Messungen zeigte sich neben jenem „Hoffmann'schen Übergangseffekt" noch ein neuer Effekt: Die Absorptionskurve bei

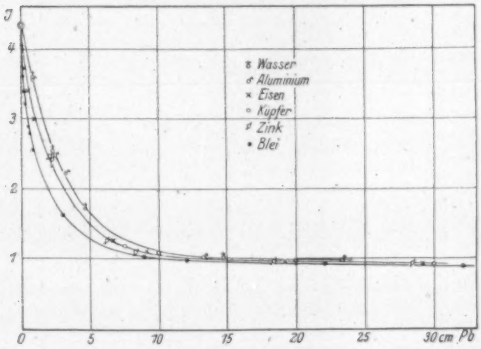


Fig. 1. Zusammenhang zwischen Ionisation und Absorber (G. Hoffmann).

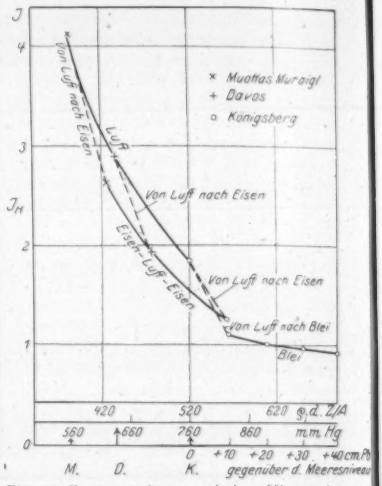


Fig. 2. Zusammenhang zwischen Ultrastrahlungsintensität und Absorber (E. Steinke).

Eisen (nach Luft) nahm nicht den erwarteten Verlauf, sondern krümmte sich gerade umgekehrt, was ich durch in dem Eisen neu ausgelöste Streustrahlung zu deuten suchte.

Es schien mir nun wichtig, diese beiden Übergangseffekte einer eingehenden Prüfung zu unterziehen und eine solche wird zur Zeit im Königsberger Ersten Physikalischen Institut durch Herrn Schindler ausgeführt[1]).

An die dazu notwendige Versuchsapparatur wurden ganz besondere Anforderungen in bezug auf die Meßgenauigkeit gestellt. Handelte es sich doch hierbei darum, Effekte zu messen, die nur innerhalb weniger Hundertstel I und darunter lagen und noch dazu, während die Ultrastrahlung selber Schwankungen von ähnlicher Größe und darüber (infolge Barometeränderungen oder aus anderen Gründen) ausführte. Ein einfaches Summieren über viele Stunden gibt auch nicht ohne weiteres eine Erhöhung der Meßgenauigkeit, weil sich inzwischen die Gesamtintensität der Strahlung um ein Vielfaches des gesuchten Effektes geändert haben kann. In Anlehnung an einen schon oft in der Physik benutzten Gedanken verwandten wir deshalb eine Differentialapparatur, d. h. zwei möglichst exakt gleiche Ionisations-

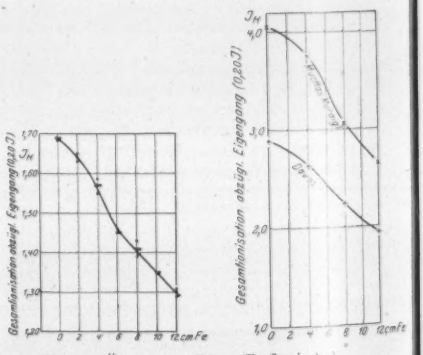


Fig. 3. Übergangseffekte (E. Steinke).

kammern in Gegenschaltung. Fig. 4 zeigt Ihnen die Versuchsanordnung und das Prinzip der Schaltung.

Wir verzichteten auf allseitigen Einfall, weil sonst bei geringer Panzerdicke die Umgebungsstrahlung gestört haben würde. Wir verwandten

1) Die Messungen von Myssowski und Tuwim, Zeitschr. f. Physik **50**, 273, 1928, kurz nach meiner Schweizer Arbeit veröffentlicht, behandeln unter anderem auch den erstgenannten Hoffmann'schen Übergangseffekt, bemerken dagegen von dem zweiten vom Verfasser entdeckten Effekt nichts. Sie zeigen sonst im wesentlichen weitgehende Übereinstimmung mit den Überlegungen und Resultaten von G. Hoffmann und dem Vortragenden und sind bereits mehr quantitativ als die damaligen zunächst nur qualitativen Ansätze. — In neuerer Zeit hat H. Kulenkampff (Physik. Zeitschr. **30**, 561, 1929) das Streustrahlungsproblem eingehender theoretisch behandelt, aber die komplizierten Übergangseffekte zunächst noch außer Betracht gelassen.

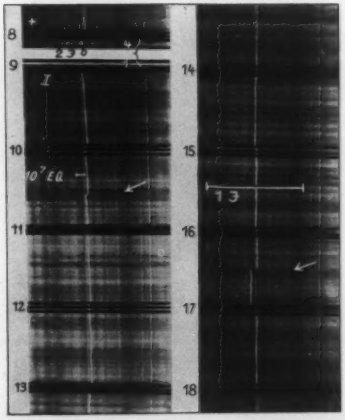


Fig. 7. Beispiel einer Registrierung (mit zwei „Hoffmannschen Stößen").

ferner nur mäßige Gasdrucke in der Ionisationskammer, weil wir dadurch die Hauben aus bloß 2 mm Kupfer machen und damit auch noch sehr weiche Einstrahlung messen konnten. Die von den Netzen begrenzten Ionisationsräume fassen etwa je 2 l und sind mit Kohlensäure von 10 Atmosphären Druck gefüllt. Das Verbindungsrohr der beiden Kammern zum Einfadenelektrometer ist evakuiert. Durch die benutzte Kompensationsschaltung heben sich alle eventuellen Batterieschwankungen völlig auf, ebenso wird der Isolator entlastet und die noch restierende Schwankung der Fadeneinstellung ist durchaus von der

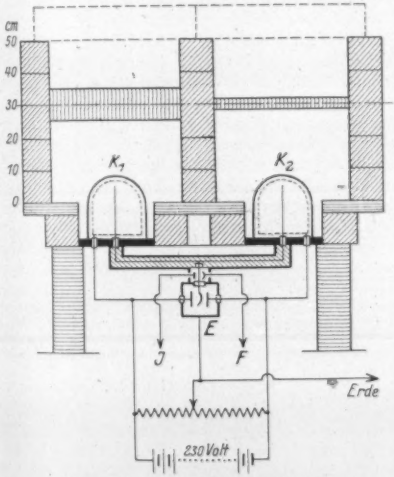


Fig. 4. Neue Differentialapparatur.

Größe der statistischen Schwankung der auf die beiden Kammern fallenden Strahlungsimpulse [1]). Der Streukörper wird so gepackt, daß sein Schwerpunkt erhalten bleibt (symmetrisch zu der gestrichelten Linie in Fig. 4) und sein Effekt durch einen entsprechenden anderen Körper von schon gemessenem Absorptionsvermögen über der zweiten Kammer nach Möglichkeit kompensiert. Dadurch sind auch größere Strahlungsänderungen auf beide Kammern in gleichem Maße wirksam, heben sich also wegen der elektrischen Gegenschaltung auf und man kann nunmehr unbedenklich längere Zeit summieren. Im allgemeinen bleibt der Streukörper 12 Stunden in seiner Lage, wobei immer die Aufladung pro Stunde festgestellt wird, und dann werden für ebenso lange Zeit Streu- und Kompensationskörper vertauscht, wodurch eine Verdoppelung des gesuchten Effektes erreicht wird. Der Gang des Einfadenelektrometers wird ständig photographisch festgehalten. Die Registrierstreifen werden mit der Teilmaschine auf ein- bis zweihundertstel Millimeter ausgemessen. Ein Millimeterausschlag entspricht einer Ionisation von

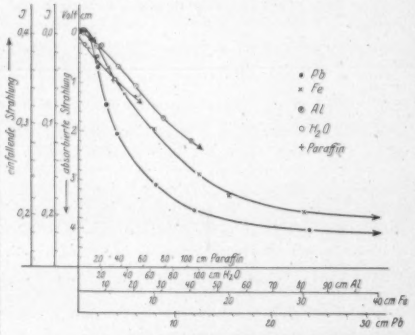


Fig. 5. Zusammenhang zwischen Ultrastrahlungsintensität und Absorber.

0,03 I. Der Bleiaufbau zur Abschirmung störender Strahlung erforderte rund 4000 kg Blei.

Was sich mit dieser Meßanordnung bisher hat erreichen lassen, zeigen Ihnen die nächsten Bilder (Fig. 5 u. 6). In dem benutzten Winkel von etwa $\pm 30^0$ fällt noch eine Ultrastrahlungsintensität von ca. 0,4 I ein, von der sich durch 20 cm Blei 0,2 I absorbieren lassen. Die Meßgenauigkeit der einzelnen Meßpunkte ist mit

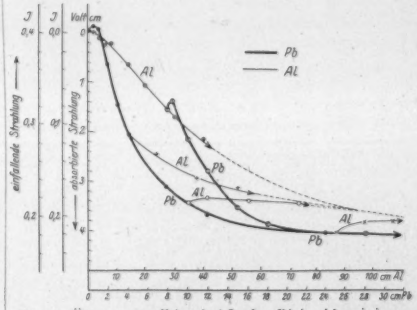


Fig. 6. Übergangseffekte bei Luft—Blei—Aluminium.

± 4 Tausendstel I einzusetzen. Man erkennt wieder die Unterschiede bei den verschiedenen Elementen und bei größeren Absorberdicken die Ordnung nach dem Atomgewicht, doch ist bei kleineren Absorberdicken der Kurvenverlauf prinzipiell von dem von G. Hoffmann gefundenen

[1]) E. Steinke, Zeitschr. f. Physik **64**, 48, 1930.

verschieden, worauf weiter unten zurückzukommen sein wird. Wasser, Paraffin und auch Aluminium zeigen eine Absorption, die mit der gewöhnlichen in Luft gemessenen ungefähr übereinstimmt, d. h. hier läuft die gewöhnliche in Luft aufgenommene Intensitätskurve ohne Sprung weiter. Bei Eisen und Blei dagegen gibt es zuerst einen starken Abfall, den wir durch die Absorption der Luftstreustrahlung erklären. Wir haben diese Übergänge zunächst für Luft bzw. Aluminium-Blei genauer untersucht. Blei nach Luft bzw. Aluminium gibt diesen starken Abfall, umgekehrt gibt Aluminium nach Blei bei genügender Filterung der Primärstrahlung, die hier wohl im wesentlichen in einer Fortnahme der weichen Luftstreustrahlung besteht, so gut wie gar keine Schwächung mehr, ja sogar, wenn die Ionisation durch die im Aluminium neu ausgelöste Streustrahlung die Abnahme der Primärstrahlung überwiegt, eine Zunahme der gemessenen Intensität. Dieser Effekt ist ja von G. Hoffmann[1]) seinerzeit ebenfalls schon hinter 20 cm Blei mit 10 cm Aluminium gefunden worden. Wir sind nun in der Lage, diese Übergänge mit allen Feinheiten aufzunehmen. Für das μ der Luft- bzw. Aluminiumstreustrahlung läßt sich ein Wert von etwa $\mu_{Pb} = 0{,}30\ \mathrm{cm}^{-1}$ berechnen, während der der Primärstrahlung zuerst etwa $\mu_{Pb} = 0{,}02\mathrm{cm}^{-1}$ ist und dann ziemlich rasch auf 0,005 absinkt.

Ich betonte erst, daß bei geringen Absorberdicken die hier gewonnenen Kurven von den Hoffmannschen prinzipiell verschieden sind, was ich auf den Einfluß der Umgebungsstrahlung bei Hoffmann zurückführen möchte. Bei den vorliegenden Kurven tritt bei geringen Absorberdicken keine Abnahme, sondern eine Zunahme der Strahlung auf, und diese „Buckel" in den Intensitätskurven sind umso größer, je höheratomig der Absorber ist. Diese Erscheinung dürfte identisch sein mit dem von mir gefundenen und bereits erwähnten Effekt, der sich in dem merkwürdigen Verlauf der Eisenabsorptionskurve ausdrückte, nur kommt er hier viel schöner heraus (wahrscheinlich wegen des dünneren Mantels der Ionisationskammer). Ich möchte diese Buckel zunächst deuten als die Auswirkung einer Röntgenstrahlung, die durch die Streuelektronen der Luft (bzw. des Aluminiums bei der zweiten Übergangskurve) in dem neuen Absorber hervorgerufen ist. Zum exakten zahlenmäßigen Erfassen müssen erst noch weitere Messungen abgewartet werden.

Die auf den ersten Blick vielleicht naheliegende Vermutung, daß es sich hier um Radioaktivität des Panzers handelt, läßt sich aus mehreren Gründen nicht halten. Denn einmal müßte die Aktivität der Panzer sich gerade nach dem Atomgewicht ordnen, außerdem müßte sie relativ sehr groß sein (10^{-11} bis 10^{-12} g Radium/g Substanz) und endlich ist es nicht möglich gewesen, die dann vorhandene weiche γ-Strahlung z. B. bei Blei durch das doch scheinbar weniger aktive Paraffin zu absorbieren. Weitere Klärungsversuche in dieser Richtung sind noch im Gange.

Ich habe selber versucht, den magnetischen Nachweis der Streuelektronen zu führen. Doch ist mir dies bisher leider nicht gelungen. Die Ionisationskammer war dabei mit allseitig 15 cm Blei umgeben, und nur durch einen vertikalen Schacht von 6×6 cm Größe konnte noch weiche Ultrastrahlung einfallen. Von der Gesamtintensität von 1106 mI fielen rund 60 mI durch diesen Schacht und konnten mit einer Genauigkeit von ± 2 mI gemessen werden. 15 cm Blei absorbierten davon rund die Hälfte. Eine Schaltvorrichtung besorgte dann automatisch jede Stunde das Ein- und Ausschalten eines großen Magneten, der mit seinen Polen unmittelbar über dem Schacht lag und dort ein Feld von 4700 Gauß erzeugte. Das Ergebnis längerer Registrierungen

ohne Magnetfeld $1106{,}1 \pm 1{,}8\ mI$
mit Magnetfeld $1108{,}3 \pm 2{,}1\ mI$

läßt einen außerhalb der Meßgenauigkeit liegenden Einfluß des Magnetfeldes nicht erkennen. Es sei aber darauf hingewiesen, daß eventuell durch die abgelenkten Elektronen an den Seitenflächen des Bleispaltes Röntgenstrahlung erzeugt worden ist, die die Abnahme der Ionisation wieder kompensiert hat. Zählermethoden arbeiten hier wegen der schärferen Ausblendung günstiger und scheinen ja auch schon Resultate gezeitigt zu haben.

Zum Schluß möchte ich noch erwähnen, daß bei den sich über mehrere Monate erstreckenden Registrierungen von Herrn Schindler sich auch eine große Anzahl von Hoffmannschen Stößen hat feststellen lassen, doch möchte ich hierin der späteren Publikation von Herrn Schindler nicht vorgreifen. Das letzte Bild zeigt Ihnen eine solche Registrierung.

Walter M. H. Schulze (Neue-Mühle-Königswusterhausen), Untersuchung über die Beziehung der Höhenstrahlung zu erdmagnetischen Störungen.

Solange man die Höhenstrahlung als eine sehr harte γ-Strahlung auffaßte, stand theoretisch kaum ein Zusammenhang der Strahlungsintensität mit den Erscheinungen des Erdmagnetismus zu erwarten, so daß deshalb auch keinerlei diesbezügliche experimentelle Untersuchungen angestellt worden sind. Zwar wurde bei Erörte-

1) G. Hoffmann, l. c.

rungen der Annahme, daß diese harte γ-Strahlung erst sekundär durch von der Sonne stammende korpuskulare α- oder β-Strahlen beim Eindringen in die Erdatmosphäre erzeugt werde, auf die in diesem Falle zu erwartenden Zusammenhänge mit erdmagnetischen und Polarlichterscheinungen hingewiesen. Dennoch wurde diese Frage eigentlich erst aktuell nach den Untersuchungen von Bothe und Kolhörster mit dem Geigerschen Elektronenzählrohr, wonach zumindest neben den γ-Strahlen auch sehr durchdringende, also sehr schnelle Korpuskularstrahlen wahrscheinlich vom Typ der β-Strahlen bestehen; sofern nicht gar die ganze Höhenstrahlung überhaupt korpuskularen Charakters ist.

Zum Studium eines solchen eventuellen erdmagnetischen Effektes beschlossen Herr Corlin und ich eine exakte Korrelationsrechnung für die Höhenstrahlungsintensität und die einzelnen erdmagnetischen Elemente durchzuführen, wie sie Erstgenannter schon bei der genauen Erfassung der Sternzeitperiode und des Barometereffektes der Höhenstrahlung angewandt hatte. Zur Verfügung stand vorläufig eine von Corlin aufgenommene, fast ununterbrochene Messungsreihe der Höhenstrahlungsintensität sowie der wesentlichsten meteorologischen, magnetischen und Polarlichterscheinungen in Abisko in der Zeit vom 16. Oktober 1929 bis 12. Januar 1930. Die Messungen geschahen mit dem Büttnerschen Strahlungsapparat A vom Kolhörster Typus III. Über die experimentellen Einzelheiten wird Herr Corlin in seinem Vortrage: „Ergebnisse der Höhenstrahlungsmessungen in Nord-Schweden" berichten.

Die gemessenen Strahlungsintensitäten wurden, entsprechend der schon von Büttner gefundenen und von Corlin nochmals für den Apparat genau bestimmten linearen Abhängigkeit der Entladung von der Aufladungsspannung, auf einheitliche Spannung sowie auf Normalluftdruck reduziert und über Zeiträume von mehreren Stunden gemittelt zusammengefaßt. Ferner war von Corlin bereits aus den Messungen für jeden Stundenwert der sternzeitliche Mittelwert errechnet worden. Es wurde nun für das betreffende Zeitintervall noch der sternzeitliche Mittelwert aus den diesbezüglichen Stundenmitteln gebildet und die Differenz zwischen diesen und den jeweilig gemessenen, auf Spannung und Luftdruck korrigierten Strahlungswerten gebildet.

Diese von Corlin als „Restschwankung" bezeichnete Intensitätsabweichung vom jeweiligen Wert der Intensitäts-Sternzeitkurve wurde nun auf ihre Beziehungen zu erdmagnetischen Störungen hin untersucht, und zwar zunächst zu den Deklinationsstörungen. Diese wurden für jedes Messungsintervall aus den Magnetogrammen nach einer von Maurain in Paris angegebenen siebenstufigen Skala geschätzt. Den Charakter jeder Stufe ersehen Sie aus der Tabelle I.

Tabelle I.

Erdmagnetische Störungsskala nach Maurain.

Stufe	Charakter	Ungefähre Größe in Abisko
0	Ruhig	
1	beinahe ruhig	
2	etwas unruhig	
3	unruhig	
4	sehr unruhig	
5	Ausschläge	250 γ in H 0,5° in D
6	große Ausschläge	500 γ „ „ 1° „ „
7	sehr große Ausschläge	1000 γ „ „ 2° „ „

Tabelle II.

Mittelwerte der Restschwankung für die Störungsstufen der Deklination.

Stufe D	Restschwankungsmittel x_m	Anzahl der Einzelwerte n
0	— 0,03	129
1	— 0,05	31
2	— 0,03	79
3	+ 0,01	82
4	— 0,02	46
5	— 0,05	43
6	+ 0,01	29
7	— 0,02	22

Zunächst bestimmte ich einmal für jede Störungsstufe den Mittelwert der „Restschwankung". Wie Tabelle II zeigt, lassen sich hieraus keinerlei Schlüsse auf eine bestehende Abhängigkeit erkennen. Sehr ungünstig ist hierbei allerdings die große Veränderlichkeit in der Anzahl der Einzelwerte bei den einzelnen Stufen.

Es wurde nunmehr die von Charlier entwickelte Korrelationsmethode zur Untersuchung angewendet. Ist x die Abweichung der Strahlungsintensität vom entsprechenden „Sternzeitwert", also die „Restschwankung" und y die Abweichung der Deklinationsstörung vom provisorischen Mittelwert 3, so ist bei n-Einzelwerten die mittlere „Restschwankung" $m_x = \frac{\Sigma x}{n}$ und entsprechend die mittlere Abweichung des wahren Störungsmittels vom provisorischen $m_y = \frac{\Sigma y}{n}$. Die entsprechenden Dispersionen sind dann ge-

geben durch:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\Sigma x^2}{n} - m_x^2}$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\Sigma y^2}{n} - m_x^2}.$$

Der Korrelationskoeffizient r und sein mittlerer Fehler ε_r ergeben sich dann zu:

$$r = \frac{\frac{\Sigma x \cdot y}{n} - m_x \cdot m_y}{\sigma_x \cdot \sigma_y}$$

und

$$\varepsilon_r = \frac{1 - r^2}{\sqrt{n}}.$$

Es ist nun denkbar, daß der Zusammenhang zwischen Strahlungsstärke und Deklinationsstörungen weniger im Korrelationskoeffizienten zum Ausdruck kommt, als sich vielmehr durch eine Erhöhung der Dispersion bei großen Störungen bemerkbar macht. Wir führten daher mit Rücksicht hierauf die Rechnungen zunächst für einen magnetisch ruhigen und unruhigen Teil getrennt und sodann erst insgesamt durch. Als Grenze diente uns der provisorische Mittelwert, die ziemlich charakterlose Stufe 3.

Das Ergebnis dieser Rechnungen ersehen Sie aus Tabelle III. Der Korrelationskoeffizient ist zwar positiv, liegt aber in der Größenordnung seines mittleren Fehlers und ist davon abgesehen auch so klein, daß die durch die Deklinationsstörungen verursachten Intensitätsänderungen im Vergleich mit den Größenordnungen der Restschwankungen sowieso nicht ins Gewicht fallen. Die Dispersionen der Strahlungswerte sind außerdem für alle 3 Gruppen gleich.

Da ich bei der tabellarischen Zusammenstellung der zusammengehörigen X-Werte und Störungsziffern den gefühlsmäßigen Eindruck hatte, daß anfänglich den hohen Störungsziffern im allgemeinen mehr positive X-Werte entsprächen und entsprechend mehr negative den niederen Störungsziffern und erst im letzteren Teil der Untersuchungsreihe die Vorzeichen mehr durcheinander wechselten — was ja durch Vorhandensein anderer wirksamen Faktoren erklärlich sein könnte — so teilte ich die Untersuchungsreihe noch zeitlich in 3 Abschnitte mit annähernd gleicher Anzahl der Einzelmessungen und führte nochmals für jede getrennt die obige Korrelationsrechnung durch. Wie die 3 letzten Spalten der Tabelle III zeigen, ergibt sich auch hier dasselbe negative Ergebnis. Über die Abweichungen der Restschwankungen vom Dispersionsmittel gibt die Tabelle IV Auskunft, in welcher alle X-Werte, die größer als $\pm 0{,}40$ sind, eingetragen sind. Ein Wert also überschreitet mit 0,61 nur den dreifachen Wert der Dispersion von 0,17. Alle anderen Abweichungen ergeben sich dagegen wahrscheinlich als statistische Änderungen.

Tabelle III.

Korrelation zwischen Ionisation in Meeresniveau und Deklinationsstörung.

Ausdruck	Magnetisch ruhige Tage vom 16. 10. 29 bis 12. 1. 30.	Magnetisch unruhige Tage vom 16. 10. 29 bis 12. 1. 30.	Magnetisch ruhige und unruhige Tage vom 16. 10. 29 bis 12. 1. 30.	vom 16. 10. 29 bis 21. 11. 29.	vom 21. 11. 29 bis 14. 12. 30.	vom 14. 12. 29 bis 12. 1. 30.
Σx	— 7,86	— 3,54	— 11,40	— 6,69	+ 2,89	— 7,60
Σx^2	9,7958	4,5222	14,3180	5,4221	3,0745	5,8214
$\Sigma x \cdot y$	+ 18,71	— 6,01	+ 12,70	+ 6,05	+ 6,77	— 0,12
Σy	— 528	+ 310	— 221	— 78	— 112	— 31
Σy^2	1364	834	2198	932	900	366
n	321	143	464	163	151	150
$m_x = \frac{\Sigma x}{n}$	— 0,0245	— 0,0247	— 0,024	— 0,041	+ 0,019	— 0,051
$m_y = \frac{\Sigma y}{n}$	— 1,645	+ 2,167	— 0,48	— 0,48	— 0,74	— 0,201
$\sigma_x = \sqrt{\frac{\Sigma x^2}{n} - m_x^2}$	± 0,173	± 0,176	± 0,174	± 0,178	± 0,14	± 0,19
$\sigma_y = \sqrt{\frac{\Sigma y^2}{n} - m_y^2}$	± 1,238	± 1,064	± 2,12	± 2,34	± 2,32	± 1,54
$r = \frac{\frac{\Sigma xy}{n} - m_x \cdot m_y}{\sigma_x \cdot \sigma_y}$	+ 0,084	+ 0,062	+ 0,043	+ 0,042	+ 0,093	— 0,038
$\varepsilon_r = \frac{1 - r^2}{\sqrt{n}}$	± 0,055	± 0,083	± 0,0465	± 0,078	± 0,081	± 0,081

Tabelle IV.

Maximalwerte der „Restschwankung".

X	D
+ 0,49	4
+ 0,45	4
− 0,45	4
− 0,44	4
− 0,41	2
− 0,47	0
− 0,43	2
− 0,48	0
− 0,61	0
+ 0,40	0
+ 0,49	2
+ 0,42	3
+ 0,49	3
− 0,48	3

$\sigma_x = 0{,}17$
$2 \cdot \sigma_x = 0{,}34$
$3 \cdot \sigma_x = 0{,}51$
$4 \cdot \sigma_x = 0{,}68.$

Ein merklicher Einfluß der magnetischen Deklinationsstörungen läßt sich nach diesen Untersuchungen mithin nicht konstatieren. Wie sich die Änderungen in der Horizontal- und Vertikalintensität auf die Ionisation auswirken, soll noch untersucht werden.

Obgleich es nicht mehr ganz zum Thema gehört, möchte ich zum Schluß noch rasch die von uns bisher gefundenen Beziehungen zu Polarlichtern streifen, zumal in letzter Zeit von amerikanischen Forschern ebenfalls diesbezügliche Zusammenhänge angegeben worden sind. Allerdings gehört zu einer sicheren derartigen Feststellung naturgemäß ein bedeutend umfangreicheres Beobachtungsmaterial als das bis jetzt vorliegende.

Tabelle V gibt die gefundenen Ergebnisse wieder. Benutzt wurde die Nordlichtklassifikation von Prof. Störmer in Oslo. Es zeigt sich eine deutliche Strahlungszunahme während der Nordlichterscheinungen. Ein gewisser Gang der Strahlung mit den Nordlichthaupttypen (kein Nordlicht: 2,40 f; Ruhige Bögen: 2,50 f; Draperien und Corona: 2,55 f und flammende Nordlichter: 2,59 f) ist angedeutet und vielleicht nicht zufällig

Tabelle V.

Beziehung zwischen Ionisation in Meeresniveau und Polarlichter.

Nordlichttype nach Störmer	Anzahl der Einzelwerte	Restschwankung Mittel	Strahlungsintensität Mittel
HA	20	± 0,00	2,50 f
HD	7	+ 0,03	2,53
FJ	6	+ 0,09	2,59
RPC	23	+ 0,07	2,57
CR	8	+ 0,05	2,55
CB	6	+ 0,04	2,54
alle beobachteten Nordlichttypen zusammen	60	+ 0,03	2,53
Nordlichtrei	17	− 0,10	2,40

Erklärung:

HA = homogene regelmäßige Bögen ohne Strahlenstruktur (Nordlichtbogen).
HD = diffuse Nebel leuchtender Flächen (Nordlichtdunst).
FJ = unsichtbare Wellen, die auf dem Wege nach aufwärts Flächen und breite Strahlen zum Aufleuchten bringen (Flammendes Nordlicht).
RPC = langstrahlige Draperien.
CR = Corona, von langen Strahlen gebildet.
CB = Corona, von Draperien gebildet.

F. Kirchner (München), Einige neue Versuche über Elektronenbeugung. Mit Tafel XXXVII.

1. Über einen prinzipiellen Intensitätsunterschied zwischen Röntgen- und Elektroneninterferenzen. Die ersten Intensitätsmessungen an Elektroneninterferenzen von G. P. Thomson[1]) haben bekanntlich zu dem wichtigen Ergebnis geführt, daß die F^2-Kurve (F: Atomformfaktor, charakterisiert die Streufunktion des einzelnen Atoms) für Elektronenwellen wesentlich steiler verläuft als für Röntgenwellen. Dieses Ergebnis kann anschaulich folgendermaßen gedeutet werden[2]): Röntgenwellen werden praktisch nur durch die Elektronenhülle des Atoms zerstreut, weil der Kern wegen seiner viel größeren Masse im Strahlungsfelde nicht merklich in Mitschwingung gerät und infolgedessen auch keine Strahlung zerstreut; bei Elektronenwellen dagegen spielt die Zerstreuung durch den Kern eine ausschlaggebende Rolle. Eine quantitative Deutung der Thomsonschen Messungen ergab sich durch Anwendung der von der Wellenmechanik für ein wasserstoffähnliches Atom entwickelten Streuintensitätsformel; die Steilheit des Abfalls der F^2-Kurve liefert hiernach ein direktes Maß für den mittleren Radius der — in ausreichender Näherung als wasserstoffähnlich anzunehmenden — Elektronenhülle. Weitere Messungen des Intensitätsverlaufs sind dann von H. Mark

1) G. P. Thomson, Proc. Roy. Soc. **125**, 352, 1929.
2) F. Kirchner, Naturwissenschaften **18**, 84, Jan. 1930.

und R. Wierl[1]) an *Al*, *Ag* und *Au* durchgeführt worden. Auch diese Messungen sind in Einklang mit den obigen einfachen Überlegungen; sie sind allerdings von den Autoren etwas abweichend im Anschluß an frühere theoretische Überlegungen von H. Bethe gedeutet worden.

Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Interferenzintensität und der berechneten F^2-Kurve ist aber immerhin kompliziert genug, um die Demonstration eines unmittelbar anschaulichen Beweises für den erwähnten Intensitätsunterschied zu rechtfertigen.

Zum besseren Verständnis dieses Beweises möchte ich dabei an die Braggschen Röntgenstrahl-Reflexionsversuche an der Oktaeder- bzw. Würfelfläche der Alkalihalogenide erinnern, die bekanntlich bei den ersten grundlegenden Kristallstrukturbestimmungen eine wichtige Rolle gespielt haben. Während nämlich jede zur Würfelfläche parallele Netzebene eines solchen Kristalls gleich viel Alkali- und Halogenionen enthält, folgen parallel zur Oktaederfläche stets abwechselnd Ebenen, die nur Alkaliionen, und solche, die nur Halogenionen enthalten, aufeinander. Haben dann Halogenion und Alkaliion gleiche Elektronenzahl, wie beim *NaF*, *KCl*, *CsJ*, so wird eine einfallende Röntgenwelle von den aufeinanderfolgenden 111-Ebenen in erster Näherung mit gleicher Intensität zerstreut, so daß die 111-Reflexion in 1. Ordnung hier im Gegensatz zu den übrigen Alkalihalogeniden völlig ausgelöscht wird. Speziell an Pulverdiagrammen ist dieses Nichtauftreten der 111-Reflexion von Debye und Scherrer[2]) für das *NaF* und von Gerlach[3]) für *MgO* „auch bei sehr starker Überlichtung" ausdrücklich festgestellt worden.

Bei Elektronenwellen liegt die Sache aber anders. Hier spielt, wie wir vorhin gesehen haben, für das Streuvermögen der Atome nicht die Elektronenhülle, sondern die Kernladung die ausschlaggebende Rolle; infolgedessen haben die Netzebenen, die nur *Na*-Ionen ($Z = 11$) enthalten, ein merklich größeres Streuvermögen, als diejenigen, die nur *F*-Ionen ($Z = 9$) enthalten. Noch größer ist natürlich der Unterschied im Streuvermögen zwischen *Mg* ($Z = 12$) und *O* ($Z = 8$). In der Tat tritt im Elektroneninterferenzdiagramm auch schon beim *NaF* (Fig. 1) die 111-Reflexion zwar schwach, aber doch mit merklicher Intensität auf, und beim *MgO* (Fig. 2) ist ihre Intensität schon von derselben Größenordnung wie diejenige der (nächstfolgenden) 200-Reflexion. Über die quantitative Ausmessung der Aufnahmen wird an anderer Stelle berichtet werden.

2. Faserstruktur sehr dünner Schichten. Bei Interferenzaufnahmen an $HgCl_2$-Schichten von sehr verschiedener Dicke war mir schon früher aufgefallen, daß die Intensitätsverteilung auf die einzelnen Interferenzringe sehr stark von der Dicke der Schicht abhing. Als eine wesentliche Ursache solcher großen Unterschiede in der Intensitätsverteilung hat sich inzwischen eine Faserstruktur der aufsublimierten dünnen Schichten herausgestellt[1]). An gewalzten oder sonstwie bearbeiteten Metallen sind verschiedene Arten von Faserstrukturen längst bekannt und mit Röntgenstrahlen eingehend untersucht worden; auch mit Elektronenwellen hat schon G. P. Thomson an verschiedenen gewalzten Metallfolien Faserstrukturen nachweisen können. Die hier beobachtete Faserstruktur dünner Pulverschichten zeichnet sich nun dadurch aus, daß die Faserachse senkrecht zur Oberfläche der Schicht und damit in der gewöhnlichen Anordnung parallel zur Strahlrichtung liegt. Infolgedessen sieht das Interferenzdiagramm einer solchen Schicht wie ein normales Debye-Scherrer-Diagramm aus, in dem nur die Intensitätsverhältnisse der einzelnen Interferenzringe zueinander gestört sind (Fig. 3). Erst wenn man die Schicht um 20—40° gegen die Strahlrichtung neigt, erhält man ein typisches „Faserdiagramm" (Fig. 4)[2]).

Die damit nachgewiesene Orientierung der Kristallite auf der ebenen Unterlage scheint eine ziemlich häufig vorkommende Eigenschaft dünner Schichten zu sein; außer beim $HgCl_2$ ist sie bisher noch beim Hg_2Cl_2, *MgO* und *NaF*[3]) gefunden worden[4]).

3. Blöckchenstruktur der Kristallite. Bei einigen Aufnahmen, bei denen die Kristalle aus Lösungen auskristallisiert waren, und bei denen sich die Reflexion an größeren Kristalliten durch Pünktchen auf den Debye-Scherrer-Kreisen bemerkbar machte, habe ich die folgende merkwürdige Beobachtung gemacht. Fast regelmäßig tritt einem solchen Pünktchen diametral gegenüber ebenfalls ein Pünktchen auf, das offenbar durch Reflexion der Elektronenwellen am gleichen Kristallit erzeugt sein muß (s. Fig. 6).

1) H. Mark u. R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. **60**, 741, 1930.

2) P. Debye u. P. Scherrer, Physik. Zeitschr. **19**, 474, 1918.

3) W. Gerlach u. O. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **7**, 121, 1921.

1) Damit soll natürlich nicht behauptet werden, daß die Intensitätsverteilung beim Nichtvorhandensein von Faserstruktur unabhängig von der Schichtdicke wäre.

2) Herrn L. Pauling bin ich für eine wertvolle Diskussion der obigen Versuche zu bestem Dank verpflichtet.

3) Aus der Lösung kristallisiert.

4) Bei den Aufdampfversuchen hat mir Herr Heinz Raether in dankenswerter Weise geholfen.

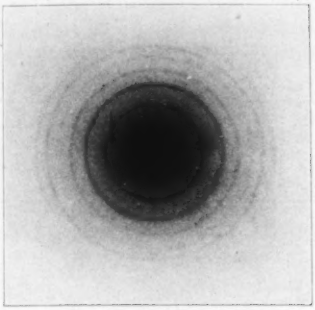


Fig. 1. NaF mit 111-Reflexion ($\frac{1}{4}$).

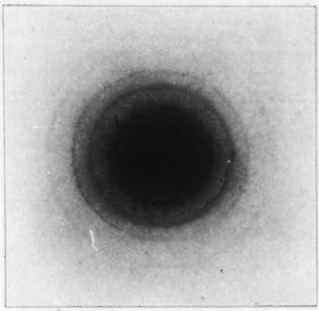


Fig. 2. MgO mit 111-Reflexion ($\frac{1}{4}$).

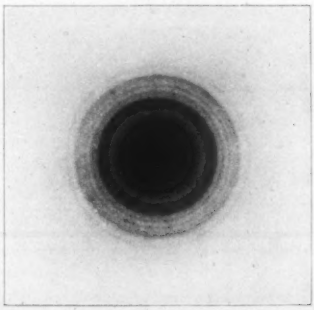


Fig. 3. $HgCl_2$-Faserdiagramm. Durchstrahlung parallel zur Faserachse.

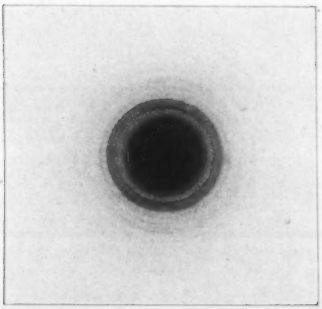


Fig. 4. $HgCl_2$-Faserdiagramm. Faserachse 30° gegen die Strahlrichtung geneigt.

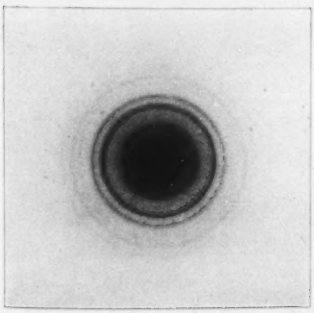


Fig. 5. $HgCl_2$ (?), im Vakuum aufsublimiert.

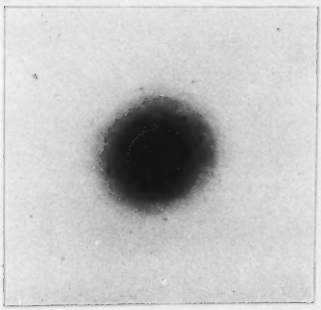


Fig. 6. NaF, gröbere Kristallite. Je zwei Interferenzpünktchen liegen diametral gegenüber. („Blöckchenstruktur".)

Tabelle.

Kubisch flächenzentriert.

Reflektierende Netzebene:	111	200	220	311	222	400	331	420	422
Durchmesser des } beob.	7,8	8,8	12,75	14,8	15,5	17,9	19,7	20,2	21,9
Interferenzkreises } berechn.	7,8	9,0	12,75	14,9	15,55	18,0	19,65	20,1	22,1

Das Auftreten solcher Pünktchenpaare ist demnach ein unmittelbarer Hinweis darauf, daß die reflektierenden Kristalle keine Idealkristalle, sondern Mosaikkristalle sind; die einzelnen Blöckchen eines Kristallits müssen fast stets eine Neigung von mindestens 3° gegeneinander haben, wenn ihre Netzebenen nach zwei diametral gegenüberliegenden Punkten eines Debye-Scherrer-Kreises reflektieren. Die Elektroneninterferenzen bieten demnach die Möglichkeit, die Blöckchenstruktur bzw. die Gitterstörungen solcher kleinen Kristalle zu studieren. Eine andere Erscheinung sei nur kurz erwähnt: die Kristallitpünktchen liegen vorwiegend nicht genau auf den Debye-Scherrer-Kreisen, sondern etwas innerhalb; dies scheint durch einen Brechungseffekt der Elektronenwellen verursacht zu sein.

4. Die in Fig. 3 und 4 abgebildeten Diagramme sind an $HgCl_2$-Schichten erhalten worden, die in gewöhnlicher Weise bei Atmosphärendruck auf dünne Zelluloidhäutchen sublimiert waren. Der große Linienreichtum dieser Diagramme läßt vermuten, daß wir es hier mit der normalen, niedrig symmetrischen Struktur des rhombisch kristallisierenden Sublimats zu tun haben. Sublimiert man aber das $HgCl_2$ im Vakuum von einem elektrisch geheizten Platinband auf das Häutchen, so erhält man überraschend einfache Diagramme (Fig. 5), deren (vorerst rein geometrische) Auswertung auf ein kubisch-flächenzentriertes Gitter mit der Kantenlänge 5,0 ÅE. führt (vgl. Tabelle).

Ich habe eine große Zahl solcher Aufnahmen an verschiedenen Präparaten verschiedener Schichtdicke erhalten; die Schichtdicke war z. T. so groß, daß schon kräftige Interferenzfarben dünner Blättchen auftraten. Ich möchte aber trotzdem noch nicht mit völliger Sicherheit behaupten, daß die beobachteten kubischen Diagramme dem reinen $HgCl_2$ zuzuordnen sind. Auf eine nähere Diskussion kann hier nicht eingegangen werden; erwähnt sei nur, daß die Verdampfung aus einem Heizofen aus „Pythagorasmasse" auch im Vakuum das normale (rhombische) Diagramm ergab.

5. Über Kampferausscheidung aus Zelluloidhäutchen. Dünne Zelluloidhäutchen zeigten im Interferenzbild nach einer länger dauernden Bestrahlung[1]) eine kristallinische Ausscheidung von Kampfer (vgl. Fig. 1—3 in Physik. Zeitschr. 31, 772, 1930). Neuerdings habe ich nun festgestellt, daß eine solche Kampferausscheidung auch dann schon stattfindet, wenn ein auf einen festen Rahmen gespanntes Zelluloidhäutchen längere Zeit liegenbleibt. Die primäre Ursache für die Kampferausscheidung scheint demnach in den relativ starken elastischen Spannungen zu liegen, die in einem solchen Häutchen beim Trocknen entstehen können, während die Kathodenbestrahlung allenfalls die Ausscheidung beschleunigt haben mag.

6. Spannt man vor die Austrittsblende der Kathodenstrahlen (Blendenöffnung 0,1 mm) einen Haardraht von 0,02 mm Durchmesser, auf den eine mäßig dicke Schicht von $HgCl_2$ sublimiert ist, so erhält man keine Interferenzen, sondern nur eine starke diffuse Zerstreuung der Kathodenstrahlen. Ein gleichfalls negatives Resultat lieferte der Versuch, im Hochvakuum auf ein dünnes Zelluloidhäutchen Quecksilber aufzudampfen; bei Durchstrahlung des Häutchens lieferte das aufgedampfte Quecksilber lediglich eine starke diffuse Zerstreuung, aber keine Spur von Kristallgitterinterferenzen. Auch die Durchstrahlung eines dünnen Glashäutchens lieferte, wie zu erwarten war, keine scharfen Interferenzen, sondern nur einen verwaschenen Beugungsring.

7. Interferenzversuche an Gasen. Seit längerer Zeit habe ich mich bemüht, Molekülinterferenzen an den einfachen Gasen N_2, O_2, CO_2 zu erhalten. Die Dampfstrahlmethode scheint hier zu versagen, wahrscheinlich, weil es Schwierigkeiten macht, einen Gasstrahl von genügend großer Dichte zu erzeugen, ohne daß das Vakuum zu sehr verschlechtert wird. Dagegen habe ich Interferenzdiagramme an N_2 und CO_2 mit einem gegen das Hochvakuum vollständig abgeschlossenen Gasvolumen erhalten, das für den Strahlenein- und -austritt mit je einem extrem dünnen Zelluloidfenster versehen war. Leider ist die Beugungserscheinung so wenig ausgeprägt, daß sie sich nicht zur Reproduktion eignet; sie scheint aber in Einklang mit den kürzlich in dieser Zeitschrift mitgeteilten Überlegungen von P. Debye[2]) zu sein.

1) Naturwissenschaften 1930, S. 706.
2) P. Debye, Physik. Zeitschr. 31, 425, 1930.

8. Als Nachtrag zu einer früheren Mitteilung[1]) sei noch folgendes bemerkt: Die Demonstration der Kathodenstrahlinterferenzen gelingt am eindruckvollsten mit einer Glimmerhaut von geeigneter Dicke, die man während des Versuchs um eine zur Strahlrichtung senkrechte Achse langsam drehen kann. Während dieser Drehung sieht man dann an den verschiedensten Stellen des Leuchtschirms helle Interferenzpünktchen aufblitzen, so daß der Eindruck entsteht, als ob auf den Leuchtschirm ein Regen von Fünkchen fiele. Die Verwendung einer Glimmerschicht, die meist noch relativ dick ist, bietet außerdem den Vorteil, daß der Primärstrahl beim Durchgang so weit geschwächt wird, daß keine optischen Störungen an der den Leuchtschirm tragenden Glasplatte mehr auftreten. Bei starkem Primärstrahl entstehen nämlich durch Totalreflexion des Fluoreszenzlichts an dieser Glasplatte um den Primärfleck konzentrische Ringe, die die Beobachtung schwächerer Interferenzringe stören oder unmöglich machen können. Es empfiehlt sich deshalb, bei Leuchtschirmbeobachtung von Interferenzringen zur Kontrolle eine gut angefeuchtete, dicke Glasplatte von außen auf den Leuchtschirm zu legen; die durch Totalreflexion entstandenen Ringe wandern dann entsprechend der größeren Dicke der reflektierenden Platte nach außen. Natürlich kann man solche falschen Ringe auch daran erkennen, daß ihr Durchmesser unverändert bleibt, wenn man die Kathodenstrahlgeschwindigkeit variiert.

1) Physik. Zeitschr. **31**, 772, 1930.

M. Herzberger (Jena), Die Abhängigkeit der Seidelschen Bildfehler von der Objektlage.

Mit Hilfe einer Erweiterung der Seidelschen Theorie wird gezeigt, in wieviel Punkten eines optischen Systemes eine Korrektion einzelner oder mehrerer Bildfehler höchstens vorgenommen werden kann. Der Vortrag wird in der Zeitschrift für technische Physik erscheinen.

R. Wierl (Ludwigshafen a. Rh.), Elektronenbeugung und Molekülstruktur.

Ein Bündel schneller Kathodenstrahlen zeigt nach dem Durchqueren eines molekularen Dampfstrahls eine für das Dampfmolekül charakteristische Winkelverteilung der Intensität. Die von Debye begründete Theorie der interferometrischen Abstandsmessung am Einzelmolekül erlaubt die erhaltenen Streubilder als innermolekulare Interferenzen zu deuten, wenn man den Elektronen von V Volt Geschwindigkeit nach de Broglie eine Wellenlänge von $\sqrt{\frac{150}{V}}$ Å zuordnet.

Eine einfache Versuchsmethodik gestattet Atomlagenbestimmungen mit Elektronen an allen Substanzen durchzuführen, welche unzersetzt verdampfbar sind. Über die früheren Ergebnisse wurde in Leipzig[1]) berichtet, so über die Abstandsbestimmung der aromatisch und aliphatisch gebundenen Kohlenstoffatome in zyklischen Verbindungen (C_6H_6, C_6H_{12}, C_5H_{10}) und über die Vermessung der Tetrachloride der Elemente *C*, *Si*, *Ge*, *Ti* und *Sn*.

Neuerdings wurden Aufnahmen gemacht an dreiatomigen Molekülen: Schwefelkohlenstoff, Kohlensäure, Stickoxydul und Schwefeldioxyd, welche alle in einigen Zehntelsekunden Belichtungszeit mehrere gut ausgeprägte Maxima lieferten.

In einfacheren Fällen führt eine graphische Analyse der gefundenen Streuverteilung, welche die relativen Lagen und Intensitäten der Maxima diskutiert, in einem schrittweisen Korrigieren zur Festlegung der elementaren Perioden und damit zur Bestimmung der Gestalt und der Dimensionen des einzelnen Moleküls. Die Ergebnisse an den untersuchten dreiatomigen Molekülen zeigt die Tabelle:

Molekül	$\frac{\sin \vartheta/2}{\lambda}$ der gemessenen Maxima	Abstand · 10^8 cm		Bemerkung
CS_2	(0,170), 0,343, (0,501), 0,662, (0,822)	*S—S*	$3{,}20 \pm 0{,}05$	linear
CO_2	0,475, (0,654), 0,920	*O—O*	$2{,}26 \pm 0{,}05$	"
N_2O	0,468	*N—N*	$2{,}38 \pm 0{,}05$	"
SO_2	0,414, (0,759)	*S—O*	$1{,}37 \pm 0{,}03$	∢ 160°

Bei Schwefeldioxyd ist hier eine Entscheidung über die wahrscheinliche Winkelung nicht möglich, da der Streubeitrag der *O—O*-Periode nur ein Viertel desjenigen der *S—O*-Periode ist. Bei den übrigen Molekülen aber läßt sich bei der bisherigen Meßgenauigkeit eine etwaige Winkelung auf einen Wert kleiner als 160° einschränken.

Mit dem gleichen Korrigierverfahren wurden

1) Vgl. Leipziger Vorträge 1930: Elektroneninterferenzen, Vortrag R. Wierl, Verlag S. Hirzel.

noch Aufnahmen von PCl_3 analysiert; es wird ein pyramidales Modell gefordert mit einem Chloratomabstand von $3{,}18 \pm 0{,}05$ Å und einem Chloratom-Phosphoratom-Abstand von 2,04 Å. Aufnahmen von BCl_3 lassen nur die *Cl-Cl*-Periode erkennen, die einem Abstand von $3{,}00 \pm 0{,}03$ Å entspricht.

An zweiatomigen Molekülen wurde Brom untersucht; der gefundene Kernabstand ist $2{,}27 \pm 0{,}03$ Å.

Über die Versuchsmethode, das Auswerteverfahren und die bisherigen Ergebnisse wird demnächst ausführlich in den Annalen der Physik berichtet.

Hauptlaboratorium der I. G. Farbenindustrie A.-G.

Diskussion.

Herr Joos (Jena): Ist der Atomformfaktor für Elektronenbeugung wirklich derselbe wie für Röntgenstrahlen?

Herr Wierl: Es besteht ein wesentlicher Unterschied. Der Röntgenstrahl-*F*-Wert wird aber im Ausdruck für den Atomformfaktor für Elektronen $\left(J \sim \frac{(Z-F)^2}{\sin^4 \vartheta/2}\right)$ dazu benutzt, die abschirmende Wirkung der Atomelektronen auf das Kernfeld zu bestimmen.

U. Retzow (AEG-Berlin), Lösung verschiedener Mischungsaufgaben auf graphischem Wege.

Der bekannte Höhensummensatz eines gleichseitigen Dreiecks gibt bekanntlich die Möglichkeit einer einfachen Darstellung der Eigenschaften ternärer Mischungen, sobald die vorliegenden drei Grundbestandteile sich stets auf denselben Wert ergänzen wie beispielsweise bei den ternären Legierungen auf den Wert 100. Auf ein solches gleichseitige Dreieck wird die Aufgabe zurückgeführt, wenn aus drei vorliegenden Mischungen (gleiche Grundbestandteile vorausgesetzt) eine neue Mischung bestimmter Zusammensetzung hergestellt werden soll. Der leitende Gedankengang des Lösungsverfahrens ist dann folgender: Jede der gegebenen Ausgangsmischungen wird in der Konstruktion einem bestimmten Eckpunkte des gleichseitigen Hilfsdreiecks projektiv zugeordnet, in dem Hilfsdreieck dann gemäß dem Höhensummensatze gearbeitet und darauf in dem Koordinatensystem der Grundbestandteile auf Grund der vorhandenen projektiven Beziehungen die Lage des entsprechenden Punktes aufgesucht.

Bei Mischungen mit zwei Grundbestandteilen liegen die gegebenen Ausgangsmischungen in einem ebenen rechtwinkligen Koordinatensystem, Mischungen mit drei Grundbestandteilen bedingen die Anwendung von Dreieckskoordinaten und bestimmen im Innern eines solchen Dreistoffsystems in der überwiegenden Zahl der Fälle ein ungleichseitiges Dreieck, auf das man das Arbeitsverfahren dann anwendet. Über die Durchführung der Hilfskonstruktion muß auf die ausführliche Veröffentlichung[1]) verwiesen werden.

An zwei Beispielen aus der Praxis wurde das Verfahren näher erläutert.

Der Fall dreier Ausgangsmischungen mit zwei Grundbestandteilen führte auf ein Beispiel aus dem Arbeitsgebiet der Metallkunde. Das Zusammenschmelzen von 36 Proz. der normmäßigen Lötzinnlegierung *SnL* 90 (DIN 1707), von 20 Proz. der Legierung *SnL* 33 und von 44 Proz. der Legierung *SnL* 25 ergibt eine Legierung gleichen Zinn- und Bleigehaltes. — Die Durchführung des Verfahrens bei Mischungen mit drei Grundbestandteilen erläuterte ein Beispiel aus dem Straßenbau. Es wird für die Herstellung von Walzasphalt eine Zusammensetzung des zu verwendenden Sandes aus 20 Proz. feinkörnigem (f. K.), 45 Proz. mittelkörnigem (m. K.) und 35 Proz. grobkörnigem (g. K.) Sand benötigt. Diese geforderte Zusammensetzung soll aus drei verschiedenen Anlieferungen *A*, *B*, *C* des Sandes, die sich hinsichtlich der Korngröße wesentlich unterscheiden, zusammengemischt werden. Hat die Siebprobe folgende Zusammensetzung der verschiedenen Anlieferungen ergeben:

A: 15 Proz. f. K. + 35 Proz. m. K. + 50 Proz. g. K.
B: 40 Proz. f. K. + 45 Proz. m. K. + 15 Proz. g. K.
C: 15 Proz. f. K. + 60 Proz. m. K. + 25 Proz. g. K.,

so wird als Ergebnis des zeichnerischen Verfahrens die gestellte Bedingung erfüllt, wenn man 47,7 Proz. der Anlieferung *A*, 20,5 Proz. der Anlieferung *B* und 31,8 Proz. der Anlieferung *C* zusammenmischt; der Fehler liegt also unter 1 Proz.

Zur Beantwortung einer in der Aussprache gestellten Frage kann nach Einsicht der betreffenden Veröffentlichung[2]) bestätigt werden, daß die nachgewiesene Konstruktion in der Tat auch für die Bestimmung der Farbkoordinaten aus kolorimetrischen Messungen eine wesentliche Vereinfachung darstellt.

Diskussion.

Frhr. v. Göler (Berlin): In einer Arbeit von J. Runge (Zeitschr. f. Instrumentenkunde **48**,

1) Die ausführliche Veröffentlichung des Vortrages findet sich in der Zeitschr. f. techn. Physik 1930, Heft 11.

2) J. Runge, Über die Ermittlung der Farbkoordinaten aus den Messungen am trichromatischen Kolorimeter. Zeitschr. f. Instrumentenkunde **48**, 387, 1928.

387/96, 1928) ist ebenfalls ein Verfahren zur Umrechnung von einem System von Dreieckskoordinaten auf ein anderes angegeben. Die von Herrn Retzow vorgetragende Methode scheint sich aber durch größere Einfachheit auszuzeichnen.

Ferdinand Trendelenburg (Berlin), Über eine Methode zur Untersuchung von Druckvorgängen mittels der Druckabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante. (Auszug, die ausführliche Veröffentlichung erfolgt in der Zeitschr. f. techn. Phys.)

Die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante vom Druck kann benutzt werden, um Druckvorgänge und zwar insbesondere solche in Flüssigkeiten auf elektrischem Wege aufzuzeichnen.

Die Druckvorgänge werden in ein kleines Meßgefäß übertragen, welches ein flüssiges Dielektrikum enthält. Im Dielektrikum befinden sich zwei feste Kondensatorbelegungen. Ändert sich infolge von Druckschwankungen die Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit in der Meßkammer, so ändert sich die Größe der Kapazität der Belegungen, die Kapazitätsänderungen werden mittels H. Rieggers Methode der halben Resonanzkurve im Oszillograph aufgezeichnet.

Die theoretischen Grundlagen des Meßverfahrens werden ausführlich besprochen. Die Diskussion der Clausius-Mosottischen Beziehung zeigt, daß als Meßflüssigkeit vorteilhaft dipolfreie Flüssigkeiten angewendet werden; die zu untersuchenden Vorgänge verlaufen im allgemeinen adiabatisch und dementsprechend macht sich bei nicht dipolfreien Flüssigkeiten die Temperaturabhängigkeit der molekularen Polarisation störend bemerkbar. Als Meßflüssigkeit besonders geeignet erwies sich Benzol.

Es wird über Ergebnisse von Untersuchungen schnell veränderlicher Druckvorgänge in Ölleitungen und in Leitungen, welche mit Benzol gefüllt waren, berichtet.

Diskussion.

Herr Rukop (Köln) fragt nach dem Unterschied in der Anwendbarkeit beschriebener Methode gegen die Piëtoquarzmethode.

Herr Gerlach (München): Ich möchte nur darauf hinweisen, daß eine Anomalie der DEK des Benzols bei seinem Gefrierpunkt nicht besteht; sie ist in Isnardis Versuch durch eine rein mechanische, mit dem Volumsprung zusammenhängende Veränderung des Kondensators entstanden.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein neues Hochspannungselektrometer.

(2. Mitteilung.)

Von Theodor Wulf.

Die vorliegende kurze Mitteilung enthält die Angaben über die Weiterentwicklung des jüngst[1]) beschriebenen Gerätes. Sie sind ganz vorwiegend technischer Natur.

Es wurde vor allem die Hauptschwierigkeit bei Geräten hoher Spannung, die Gefahr des Durchschlagens und des Überschlagens der Funken zu beseitigen gesucht. Die schwache Stelle des vorliegenden Gerätes liegt da, wo die hohe Spannung in das Innere des Gehäuses eingeführt wird. Man könnte diese Stellen dadurch sichern, daß man sehr große und schwere Isolatoren zur Einführung des Influenzkörpers verwendete, dadurch würde aber das ganze Gerät sehr unhandlich und schwerfällig werden. Eine bessere Lösung wurde darin gefunden, daß die Durchführung nicht unmittelbar in das geerdete Gehäuse, sondern erst in eine neue isolierende Scheibe eingesetzt wurde, die dann die ganze noch offene Seite des Gehäuses abschloß, wie aus den folgenden Figuren leicht zu ersehen ist.

Außerdem wurde die Gefahr beachtet, daß man beim Ablesen der Ausschläge Spannung führende Teile berühren könnte. Bei sehr hohen Spannungen und ergiebigen Stromquellen wird man überhaupt die Ablesung mit dem Auge am Mikroskop gern vermeiden; unbedingt muß das geschehen, wenn das Gehäuse nicht geerdet ist, sondern den einen Pol der Hochspannung bildet. Es werden deshalb alle Geräte so eingerichtet, daß man sehr leicht von der Ablesung zum Bildwurf übergehen kann. Wie Fig. 1 zeigt, werden die Geräte mit einer Punktlichtlampe und Kondensor ausgerüstet. Der Kondensor ist zweiteilig. Die eine Linse sitzt fest in dem Rohrstück, das zur Kompensation der Mikroskopstörung vorgesehen ist. Die zweite Linse gehört zur Laterne und kann leicht mit

1) Physik. Zeitschr. **31**, 315—323, 1930.

derselben abgeschraubt werden. Wenn man etwa bei Tageslicht Ablesungen machen will, so schraubt man die Lampe ganz ab und bringt an ihre Stelle eine Mattscheibe mit kleinem Spiegel, wie er auch an den andern Elektrometern

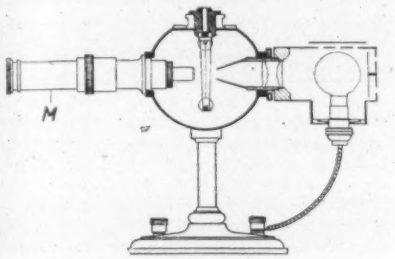


Fig. 1.

meiner Konstruktion sich vorfindet. Zum Bildwurf kann man bei geerdetem Gehäuse die Lampe, wie Fig. 1 zeigt, anbringen. Ist das Gehäuse aber nicht geerdet, so muß man die Lampe und auch die Zuleitungsdrähte vom Gehäuse trennen (es sei denn, daß man die Lampe mit einem ebenfalls isoliert aufgestellten Akkumulator speisen könnte). Man stellt dann die Lampe beliebig weit vom Elektrometer auf, durch die erste Linse wird das Licht parallel gemacht und auf die andere Linse im Elektrometer geleitet. Diese sammelt das Licht auf den Faden. In einer geeigneten Entfernung vom Okular (15—30 cm) stellt man die Mattscheibe auf, an welcher man mit durchfallendem Licht aus sicherer Entfernung von den Spannung führenden Teilen die Ausschläge ablesen kann. Für

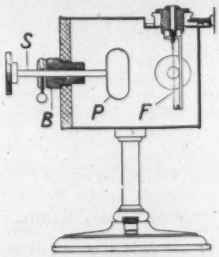


Fig. 2.

alle Arten der Ablesung dient dasselbe Okularmikrometer. Die Angaben sind dann von der Entfernung Okular-Mattscheibe vollkommen unabhängig. Damit aber in allen Fällen richtig beschriebene Ziffern erscheinen, ist das Okularmikrometer mit einer doppelten Beschriftung versehen, je eine oberhalb und unterhalb der Teilstriche, die eine gibt bei der Ablesung die andere beim Bildwurf richtig stehende Ziffern.

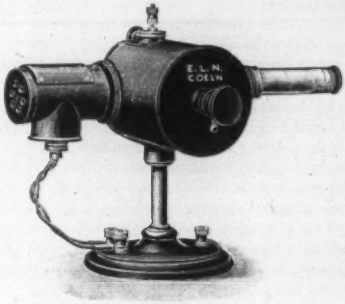


Fig. 3.

In Erwägung, daß vor allem ein handliches Laboratoriumsgerät mittlerer Spannung von guter Präzision mangelt, wurde zuerst ein kleines Gerät ausgearbeitet, das bis gegen 15000 Volt Gleichspannung zu messen gestattet. Dann konnten viele Teile wesentlich vereinfacht werden. Das Ganze wurde untergebracht in einem einfachen zylindrischen Gehäuse, wie Fig. 2 zeigt. An dem einen Ende desselben sitzt das Fadensystem, am andern der Influenzkörper. Der Durchmesser des Gehäuses beträgt nur 10 cm. Der Influenzkörper konnte durch eine Bohrung in einem hochisolierenden Bernsteinpfropf B eingeführt werden. Dieser Pfropf ist dann weiter in eine Ebonitscheibe eingeschraubt, die selbst wieder den Gehäusezylinder abschließt. In Eigenladung des Fadens mißt das Gerät bis gegen 600 Volt, dieser Bereich kann aber nach Wunsch in recht weiten Grenzen geändert werden. Bei Influenzschaltung kann man die Empfindlichkeit dann beliebig weit herabsetzen, bis bei etwa 15000 Volt die Sicherheit gegen Funkenübergänge ihre

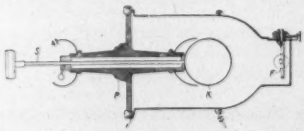


Fig. 4.

Grenze erreicht. Dieses kleine Gerät wurde mit rundem Fuß und einer Säule versehen. Fig. 3 gibt eine Ansicht desselben.

Das nächst größere Gerät, das nun auch vollständig durchgearbeitet ist, mißt Gleichspannungen bis gegen 50000 Volt. Um eine genügende

Sicherheit gegen Funkenübergänge zu gewinnen, wurde das Gehäuse zu 20 cm, die Influenzkugel zu 10 cm Durchmesser gewählt. Zur Durchführung der Stange mit der Kugel wurde hier ein gut isolierender Porzellanisolator von Schomburg, von etwa 20 cm Gesamtlänge verwendet. Er ist in eine Porzellanscheibe derselben Firma eingekittet von 20 cm Durchmesser. Diese Scheibe schließt auch hier die noch offene Seite des Gehäuses ab. Um einen Funkenübergang an den Enden der Durchführung noch weiter zu unterdrücken, wurden beide Enden mit kreisförmigen metallenen Wülsten möglichst großen Krümmungshalbmessers versehen (vgl. Fig. 4). Die Einrichtungen zum Ablesen der Ausschläge sind wie oben beschrieben wurde. Ein eigener Fuß erwies sich hier unnötig, das Gerät ruht auf drei Stützen, die unmittelbar an das Gehäuse angeschraubt sind (Fig. 5). Wegen weiterer Einzelheiten über die Einrichtung und Verwendung der Geräte sei auf die erste Mitteilung verwiesen.

Da die Kapazität der Geräte sehr klein ist, kann man die Gefahr unerwünschter Schläge

Fig. 5.

noch wesentlich verringern, wenn man in die Zuführungen der Spannung sehr hohe Widerstände einschaltet. Wie Schmitz und Rienhoff[1]) gezeigt haben, können solche Widerstände bei Gleichspannungsmessungen fast beliebig hoch sein.

1) W. Schmitz und O. Rienhoff, Strahlentherapie **32**, 582—588, 1929.

(Eingegangen 1. Oktober 1930.)

Eine Tabelle zur kinetischen Gastheorie.

Von T. Edqvist.

Nach dem Verteilungsgesetz von Maxwell wird unter N Gasteilchen die Zahl (dn) derer, für welche die kinetischen Energien zwischen E und $E + dE$ liegen, durch die Gleichung bestimmt

$$dn = \frac{2N}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot E^{1/2} dE .$$

Hier bedeutet T die absolute Temperatur und k ist die Boltzmannsche Konstante ($1{,}37 \cdot 10^{-16}$ erg. grad^{-1}).

Allgemein ist

$$\int e^{-t^2} t^2 dt = \tfrac{1}{2}\left(\int e^{-t^2} dt - t \cdot e^{-t^2}\right) + \text{const.}$$

Man erhält also durch Integrieren die Zahl (n) der Teilchen, deren Energien zwischen den Grenzen o und E liegen.

$$n = N\left(\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2} dt - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x e^{-x^2}\right) = N\varphi ,$$

wo $x = \sqrt{\dfrac{E}{kT}}$.

Um numerische Anwendungen von dieser Formel zu erleichtern, ist folgende Tabelle berechnet worden.

x	φ	x	φ	x	φ
0,10	0,00074	0,30	0,01925	1,60	0,83678
0,11	0,00099	0,35	0,02908	1,70	0,87718
0,12	0,00129	0,40	0,04377	1,80	0,90955
0,13	0,00164	0,45	0,06079	1,90	0,93479
0,14	0,00204	0,50	0,08110	2,00	0,95399
0,15	0,00251	0,55	0,10471	2,10	0,96822
0,16	0,00303	0,60	0,13151	2,20	0,97851
0,17	0,00363	0,65	0,16132	2,30	0,98577
0,18	0,00430	0,70	0,19391	2,40	0,99078
0,19	0,00505	0,75	0,22896	2,50	0,99415
0,20	0,00587	0,80	0,26611	2,60	0,99636
0,21	0,00678	0,85	0,30498	2,70	0,99779
0,22	0,00778	0,90	0,34514	2,80	0,99868
0,23	0,00887	0,95	0,38615	2,90	0,99923
0,24	0,01005	1,00	0,42759	3,00	0,99959
0,25	0,01132	1,10	0,51008		
0,26	0,01270	1,20	0,58950		
0,27	0,01418	1,30	0,66334		
0,28	0,01576	1,40	0,72977		
0,29	0,01745	1,50	0,78771		

(Eingegangen 20. September 1930.)

Bemerkungen zu Běhounek: Ein Beitrag zu den Versuchen über die Beeinflussung des radioaktiven Zerfalls.

Von St. Maracineanu.

Herr Běhounek veröffentlicht, nachdem er eine kurze Zusammenfassung der bisherigen Untersuchungen der verschiedenen Autoren gegeben hat, auch seine eigenen Kontrollmessungen, die in allen Fällen ein negatives Ergebnis gehabt haben[1]).

1) Physik. Zeitschr. **31**, 215, 1930.

Die Untersuchungen, die von mir ausgeführt wurden, beziehen sich auf die Einwirkung der Sonnenstrahlung auf den radioaktiven Zerfall. Ich glaube, daß vielleicht einige Bemerkungen nützlich sein werden, um die Divergenz zwischen meinen Folgerungen und denen Bĕhouneks zu erläutern. Ich möchte vor allem Herrn B. auf die Arbeit von A. Nodon hinweisen, die er aus Mangel an Daten für unkontrollierbar hält. Nodon hat vor allem jedoch photographische Registrierungen vorgenommen, die sicher nachgeprüft werden können, und ich persönlich habe zahlreiche Resultate auf photographischem Wege erhalten, der ja eine wichtige Rolle in der radioaktiven Forschung gespielt hat und noch spielt. Bei der Kritik der Arbeit Kolhörsters erwähnt Herr B. die Tatsache nicht, daß dieser Autor bei Ballonaufstiegen festgestellt hat, daß die Radioaktivität der Atmosphäre mit zunehmender Höhe wächst.

Herr B. spricht weiter von einem Teil meiner Messungen, die in Wien von Rona und Schmidt[1]) wiederholt worden sind, und die nach seiner Meinung einen negativen Befund gezeigt hätten. Ich glaube, daß die Resultate von Rona und Smidt nicht als negativ angesehen werden dürfen, da beide Wissenschaftler die Erscheinung, auf die ich aufmerksam gemacht habe, feststellen konnten, sie haben lediglich eine andere Deutung gegeben als ich. Rona und Schmidt erklären die Aktivierung der Bleiplättchen von 0,1 bis 0,3 mm Dicke auf der das Polonium tragenden Schicht

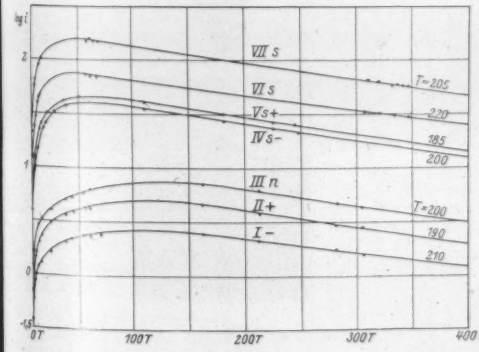


Fig. 1.

abgekehrten Seite durch eine Wanderung des Poloniums von der einen Seite auf die andere, wobei nach Ansicht dieser Verfasser die Substanz über den Rand des Blättchens gelangt sein soll; aber die photographische Aufnahme zeigt keinerlei Andeutung dieses Vorganges. Ebenso glaubt Montel vom Pariser „Institut du Radium" diese Erscheinung als einen Durchgang des Poloniums durch die selbst mikroskopisch nicht wahrnehmbaren Spalten zwischen Bleikristallen deuten zu können. Ich bin der Ansicht, daß ein solches Wandern des Poloniums niemals so gesetzmäßige und stets den gleichen Verlauf zeigende Kurven, wie sie in Fig. 1 zu sehen sind, welche die in Frage stehende Aktivierung darstellen, ergeben können (Fig. 1.). Obwohl diese Kurven schon in einer anderen Veröffentlichung[1]) und ein Teil davon in meiner, im Pariser „Institut du Radium" ausgeführten Dissertation erschienen sind, veröffentliche ich sie auch an dieser Stelle, denn sie bilden das stärkste Argument für die Interpretation, die ich dieser Erscheinung gebe, worauf aber niemand zu achten scheint.

Ich erkläre die Aktivierung des Bleies auf der dem Polonium abgewendeten Seite als eine Anregung des Bleies durch die α-Strahlen des Poloniums. Diese Anregung wird stark durch die Einstrahlung der Sonne gefördert, die die Erscheinung auslöst, welche alsdann von selbst weitergeht, wie es die Kurven zeigen: zunächst der Übergang zum Maximum und dann eine exponentielle Abnahme, genau das Verhalten einer radioaktiven Substanz, die im Entstehen begriffen ist.

Diese für den radioaktiven Zerfall charakteristischen Kurven sind durch die Annahme der Polonium-Wanderung, die von den Dimensionen und der Natur des Bleiblättchens abhängen sollte, nach Rona und Schmidt und Montel nicht erklärbar; sie sind einzig und allein eine Funktion der aufgebrachten Poloniummenge und man kann die Erscheinung nur mit Blei bekommen. Es scheint mir unmöglich, einen Zusammenhang zwischen meinen Kurven und den Hypothesen der erwähnten Autoren herausfinden zu können. Ich konnte außerdem eine Veränderung der Zerfallskonstante des Poloniums mit seiner Trägersubstanz finden[2]).

Über die Untersuchungen am schwarzen Uranoxyd läßt sich sagen, daß Herr B. nicht unter den gleichen Bedingungen gearbeitet hat wie ich.

a) Seine Expositionszeiten sind viel zu lang; nach einer achtstündigen Belichtung durch die Sonne muß das Uranoxyd jede der möglichen Veränderungen gezeigt haben, und in der Folge wird nichts mehr auftreten. Meine Expositionen haben nur 5 bis 10 Minuten betragen, wie beim Polonium. Bei der ersten Insolation findet man

1) Wiener Berichte, Abt. II a, **136**, 1. und 2. Heft, 1927.

1) C. r., **183**, 345, 1926.

2) C. r., **185**, 122, 1927; Thèse de Doctorat, Paris 1924.

eine sehr auffällige Differenz zwischen den Ionisationsströmen vorher und nachher, die Abweichungen machen sich auch noch an den folgenden Tagen bemerkbar. Aber die Substanz zeigt eine Art Ermüdungserscheinung — bei einer zweiten und dritten Exposition wird der Effekt immer weniger und weniger deutlich. Vielleicht würde eine Nachmessung durch Herrn B. unter Berücksichtigung der hier angegebenen Schwierigkeiten zur Klärung beitragen.

b) Es scheint Herrn B. beim Lesen meiner Publikation entgangen zu sein, daß der Effekt besonders dann auftritt, wenn die Substanz sich auf einem Isolator befindet, und daß er sehr großen Schwankungen unterworfen ist. Es gibt Tage, an denen er Null ist, und in vielen Fällen nahm ich eine Linse zu Hilfe, um den Effekt auszulösen[1]).

c) Im übrigen tritt die Erscheinung um so deutlicher auf, je kleiner der Ionisationsstrom ist.

d) Der Apparat muß außerordentlich empfindlich sein, — ich habe in diesem Fall Messungen mit einem Elektrometer mit Quarzkompensator gemacht.

e) Im besonderen habe ich keine Temperatur- und Druckkorrektionen angebracht, da sie für α-Strahlen nicht notwendig sind, und doch nur Faktoren einführen, die für so kleine Effekte nicht von Vorteil sind. Die Variation der Radioaktivität des Urans wurde, gerade als ich meine Versuche ausführte, auch von Herrn Szilard entdeckt, dem es in Südfrankreich nicht gelang, seinen Ionisationsstrom stets durch einen konstanten Wert zu kompensieren, weil im Grunde sein Normalpräparat sich änderte anstatt einen konstanten Betrag beizubehalten. Damals hielt Szilard dies noch für einen Fehler seiner Apparatur, aber späterhin nach meinen Bemerkungen hat er selbst die Änderung des Urans durch Sonnenbestrahlung festgestellt. Leider ist Herr Szilard vor Beendigung seiner Studien gestorben; aber seine Gattin, die ihn bei den Untersuchungen unterstützte, erinnert sich sehr deutlich dieser Tatsache und der Unterredung, die ich mit ihrem Mann über diesen Punkt geführt habe.

Herr B. stellt bei der Erwähnung des Bleies fest, daß meine Werte zehn- bis zwanzigmal größer als die seinigen sind, und also auch dort eine Diskrepanz unserer Messungen auftritt; aber dies rührt wohl davon her, daß Herr B. technisches Blei untersucht hat, während ich solches von der Bedachung des Observatoriums (von Paris) benutzte. In bezug auf das käufliche Blei sind wir vollkommen in Übereinstimmung: es ist sehr wenig aktiv, ja praktisch inaktiv, und es bedarf in diesem Falle einer langen Isolation, um eine meßbare Aktivierung zu erzielen.

Was das Blei vom Dach des Observatoriums betrifft, das sehr lange exponiert war, so ist es deutlich radioaktiv, und seine Aktivität steigt nicht mehr. Ich lenke die Aufmerksamkeit auf eine Publikation, die Herrn B. entgangen ist. Sie enthält in bezug auf das Blei vom Observatorium die Bestätigung meiner Resultate durch Prof. Dr. Smits und seiner Mitarbeiter, und wurde in der holländischen Akademie publiziert[1]).

Ich glaube, daß das Elektrometer von Herrn B. unempfindlicher ist als das meinige. Er gibt an 1 Volt pro Skalenteil; für mein Elektrometer ist die Empfindlichkeit 0,1 Volt pro Skalenteil.

Die Tatsache, auf die ich besonders hinweisen muß, ist die, daß das Phänomen sehr veränderlich ist an verschiedenen Tagen, und mit Zeit und Zahl der Expositionen. Es ist manchmal Null. Es mag da günstige Bedingungen geben und solche, die den Effekt verhindern. Man kann an den photographischen Reproduktionen Nr. 1 und Nr. 2 (Fig. 2), die im Dunkeln durch die Eigenstrahlung von Bleioxyd nach einer Exposition von einigen Tagen erhalten werden, wobei das Bleioxyd einen Teil der Magneten bedeckte,

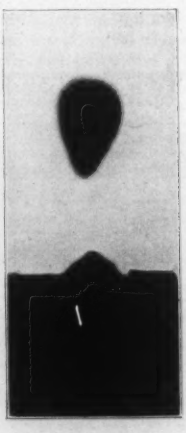


Fig. 2.
Nr. 1.

sehen, wie stark sie in ihrer Intensität variieren können. Eine so starke Wirkung wie bei Nr. 1

1) C. r. **181**, 774, 1925.

1) Proc. Ac. Holl. **32**, Nr. 5, 1929. Eine andere Bestätigung wurde in Dijon von Prof. Boutaric erzielt, der auch in Dijon radioaktive Dächer gefunden hat. Prof. Bungelzianu von der Universität Bukarest hat ebenfalls die elektrische Entladung durch Blei beobachtet während eines Besuches in Paris.

ist nur ein einziges Mal beobachtet; und ich vermag die Bedingungen, die sie begünstigen, nicht genau anzugeben.

In neuen, noch im Gang befindlichen Versuchen, stelle ich fest — was sehr leicht zu konstatieren ist und was wahrscheinlich Herrn Szilard an seinen Beobachtungen störte — daß der von dem schwarzen Uranoxyd bedingte

Fig. 2.
Nr. 2.

Ionisationsstrom stark variiert, wenn man ihn im Schatten oder in der Sonne mißt. So gab z. B. dieselbe mit Uranoxyd bedeckte Scheibe einen Strom von 20 Skt. in 30″ im Schatten, und von 20 Skt. in 40″ in der Sonne. Dieser Effekt beruht nicht auf einer Erwärmung, weil er zu plötzlich auftritt und weil man ihn zudem auch bei untergehender Sonne beobachten kann, wo die Wärmestrahlung zur Erwärmung der Apparate nicht mehr ausreicht. Außerdem: Auf die Dauer ermüdet die Substanz und man muß sie durch frische ersetzen um den Effekt weiter beobachten zu können. Wenn man den Apparat an einem wolkigen Tage hinausstellt, wenn abwechselnd dichte und dünnere Wolken vor der Sonne vorüberziehen, so wechselt die Stromstärke mit der Bedeckung der Sonne und zwar sehr plötzlich, wenn die Sonne frei wird. Ein Beispiel:

im Zimmer	40 Skt	in	19″	
draußen	40 „	„	26″	Wolken vor der Sonne
„	40 „	„	21″	dichtere Wolken
„	40 „	„	23″	Sonne abwechselnd frei und bedeckt
„	40 „	„	31″	Sonne frei.

Es ist merkwürdig, daß der Strom schwächer ist in der Sonne als im Schatten; aber ich erinnere mich, daß an einigen Tagen der Ionisierungsstrom vom Uranoxyd nach der Exposition schwächer als normal war, und an anderen Tagen viel stärker. Das hängt wahrscheinlich mit Umwandlungen des Urans zusammen. Diese Erscheinungen bleiben noch zu klären.

Was die Einwände von Herrn B. gegen den Sonneneffekt mit bezug auf die Radioaktivität des Bleis vom Dach des Observatoriums betrifft, so führe ich folgende Beweise an, welche zugunsten eines solchen Effektes sprechen:

a) Der Kalkstein neben dem Blei auf dem Dach des Gebäudes ist nicht radioaktiv, und das Eisen fast inaktiv.

b) Nach Herrn B.s Ansicht konnte der Staub eine Vorliebe für das Blei haben; aber er mußte trotzdem einer kräftigen Reinigung weichen. Durch Abwischen, Bürsten, Waschen mit fließendem Wasser und mit Seife, wurde der Staub entfernt, die Bleischeibe war sehr sauber geworden ohne indessen irgendwie an Radioaktivität verloren zu haben. Selbst wenn die Staubteilchen sehr anhänglich gewesen wären, hätte doch der größte Teil von ihnen entfernt sein müssen.

c) Im übrigen habe ich Staubproben der umliegenden Bleibedachung vor der Messung untersucht und inaktiv gefunden.

d) Wenn man mit Herrn B. die Annahme einer langlebigen radioaktiven Ablagerung auf dem Blei macht, so müßte man in diesem Falle eine kurzlebige Ablagerung (*Ra A*, *B*, *C*) entdecken können, die die erstere erzeugt hätte; das Blei vom Dache hätte viel aktiver sein müssen als das, das im Zimmer aufbewahrt wurde. Aber nichts von alledem zeigte sich; das Blei verlor seine Radioaktivität nicht, auch wenn es im Zimmer war, und selbst drei Jahre danach zeigte es die gleichen Eigenschaften wie am ersten Tage. Man bemerkt nur Unterschiede, wenn es sich auf dem Dach befindet, und eine Messung macht während die Sonne darauf scheint. In diesem Fall ist die Radioaktivität des Bleies stärker[1]). Es ist mir einmal aufgefallen, daß die radioaktiven Platten aus *Pb*, *Cu*, *Zn*, die von dem Dach (des Obervatoriums) in ein Zimmer gebracht und dort aufbewahrt wurden, langsam ihre Aktivität einbüßten; aber ich glaube den Grund darin gefunden zu haben, daß sie aufbewahrt waren mit der aktiven Schicht nach unten; dieses Phänomen wird noch näher untersucht werden.

e) Von einer ganzen Probeserie Metallplatten, die im Sommer 1928 während einiger Monate auf einer Hartgummiplatte auf dem Dach ausgesetzt gewesen sind, hat nur die Bleiprobe eine schwache permanente Aktivität behalten, obwohl sich Staub auf sämtlichen Platten abgesetzt haben mußte.

1) C. r. **184**, 1322, 1927.

f) Schnelle Aktivierungen von kurzer Lebensdauer wurden nur bei Insolation erhalten, niemals bei bedecktem Himmel oder gar am Abend; ich schließe daraus, daß Staubablagerungen ohne Einfluß waren.

g) Vielmehr die Natur der Bleistrahlung und die der Zinkstrahlung sind verschieden und dies erklärt dann, daß es an der Natur der Metalle selbst und gar nicht an seiner Aktivierung durch Staub- oder Luftemanationen hält.

Die Hauptstütze für eine Aktivität des Bleies dürfte jedoch eine spektrographische Untersuchung bleiben, wobei sich Elektrometer- und Spektrographen-Messungen vorteilhaft in ihren Ergebnissen ergänzen können. Herr B. macht ferner noch eine Bemerkung zu der Hypothese von Prof. Deslandres, wonach eine durchdringende Strahlung die Erscheinung hervorruft, und er findet es seltsam, daß die Strahlung schon von den obersten Schichten des Bleies absorbiert werden sollte; aber es kann ja sein, daß sie nicht absorbiert wird, daß aber zur Erzielung des Effektes noch die Mitwirkung anderer von der Sonne ausgehenden Strahlen notwendig ist. Prof. Deslandres, der diese Untersuchungen mit großem Interesse verfolgt hat, äußerte sich folgendermaßen: „Es ist wohl möglich, daß die Sonne noch Einflüsse ausübt, wo mit irdischen Methoden nichts mehr erreicht werden kann".

(Eingegangen 16. Februar 1930.)

Erwiderung auf die Bemerkungen von Frl. St. Maracineanu.

Von F. Běhounek.

1. Über die Kolhörsterschen Ballonmessungen wurde deshalb nicht gesprochen, da sie zu den vorliegenden Experimenten keine Beziehung haben. Übrigens ist Frl. Maracineanu im Irrtum, wenn sie behauptet, daß „Kolhörster festgestellt habe, die Radioaktivität der Atmosphäre nehme mit der Höhe zu" und sie verwechselt die Radioaktivität mit der ultrapenetranten Heßschen Strahlung.

2. Betreffs der Experimente, welche die vermutliche „Anregung des Bleies unter der Wirkung von α-Strahlen von Polonium" angeben, behauptet Verfasserin, ihre Arbeit sei von der E. Ronas, Ewald A. W. Schmidts (Wien) und Frl. Montel (Paris) bloß in der Interpretation verschieden. Das ist richtig und es ist ein Beweis dafür, daß die Erklärung der übrigen Autoren auf natürlichen und bekannten Prozessen beruht, während Frl. Maracineanu die Erklärung durch die unwahrscheinlichsten Erscheinungen zu geben trachtet, ohne vorher bewiesen zu haben, daß die gewöhnliche und auf definierbaren Prozessen beruhende Erklärung im gegebenen Falle keine Geltung habe. Das gilt auch von allen ihren übrigen Experimenten.

Die Kurven, welche Frl. Maracineanu von neuem wiedergibt, sind ebenso im Einklang mit der erwähnten logischen Erklärung der Aktivation der ursprünglich inaktiven Seite des Bleies, welche die Wiener und Pariser Autoren dargelegt haben.

3. Was die Insolation des U_3O_8 betrifft erfahren wir erst jetzt von der Verfasserin, daß die Bestrahlungen bloß 5—10 Minuten dauerten und daß es sich um U_3O_8 handelte. In der ursprünglichen Arbeit werden diese Angaben schlechthin übergangen und offenbar als nebensächliche Einzelheiten betrachtet! Frl. Maracineanu irrt, wenn sie behauptet, daß meine U_3O_8-Insolationen bloß 8 Stunden betrugen! In meiner Arbeit (S. 218, linke Kolonne, 12. Zeile von oben) steht wörtlich: „Das Uhrglaspräparat wurde dreimal bestrahlt, zum erstenmal 30 Minuten .." Frl. Maracineanu gesteht selbst, daß der Effekt der Insolation sehr veränderlich ist und an manchen Tagen gleich Null gesetzt werden muß, daß es sich also um einen physikalisch nicht hinreichend definierten Effekt handelt. Dabei zögert sie aber nicht, den Grund der Erscheinung, deren Charakter sie selbst nur ganz unzureichend kennt, auf ganz ungewöhnliche Art zu erklären, ohne daß es ihr vorher gelungen wäre, die Erscheinung gründlich durchzustudieren und zu beweisen, daß die bekannten physikalischen Prozesse zu ihrer Erklärung nicht hinreichen. Der Verdacht, die piezoelektrische Installation sei zu den Messungen nicht genug empfindlich, ist vollständig unbegründet, da bereits 1 cm² von α-sattem U_3O_8 einseitig gemessen einem Strome von $1{,}73 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. entspricht, und die Genauigkeit der genannten Installation (S. 217 meiner Arbeit): ± 3 Proz. von $3{,}80 \cdot 10^{-4}$ E.S.E. d. i. also $\pm 1{,}14 \cdot 10^{-5}$ E.S.E. betrug.

Wenn Frl. Maracineanu unter e) behauptet, es sei nicht notwendig die Ionisation für die α-Teilchen zu korrigieren, so gilt das bloß bei vollständiger Ausnützung der Reichweite der α-Strahlen und auch dann ist die maximale Differenz, welche durch die Korrektion verursacht wird, bloß 3,5 Proz. des mittleren Ionisationswertes und die unkorrigierten Kurven haben denselben unregelmäßigen Verlauf, wie die korrigierten, sie weisen nie Variationen auf, wie sie Frl. Maracineanu angibt und welche 22, ja sogar 100 Proz. des ursprünglichen Ionisationswertes betragen sollen.

4. Was die vermutliche Aktivation des Bleis, Kupfers und Zinks betrifft sei folgendes bemerkt: Prof. A. Smits hat bestätigt, daß die Muster, welche ihm Frl. Maracineanu zur Messung zusandte und welche laut ihren Angaben vom Dache des Observatoire de Paris stammten, schwach radioaktiv waren. Im übrigen hat er jedoch entschieden in den „Comptes rendus“[1]). (Séance de 10 mars 1930) der Behauptung widersprochen, er hätte die Meinungen von Frl. Maracineanu über den Ursprung dieser Aktivität bestätigt. Er sagt wörtlich (loc. cit. p. 637): „Zusammenfassend können wir sagen, daß wir bisher im allgemeinen die Ergebnisse von Frl. Maracineanu nicht bestätigt haben, welchen Eindruck man aus ihrer Veröffentlichung haben könnte, sondern bloß ihre Messungen, welche die Radioaktivität des Bleies vom Observatoire de Paris betreffen, richtig fanden“.

Eine ähnliche Erklärung hat Prof. A. Boutaric gemacht, dessen Arbeit Frl. Maracineanu ebenfalls zur Stärkung ihrer Ansichten anführt. A. Boutaric[2]) fand bei alten, lange exponierten Metalldächern (*Pb*, *Zn*, *Cu*) eine schwache Radioaktivität von der er jedoch, wie zu erwarten war, folgendes behauptet: „Der Umstand, daß Zink und Kupfer, welches lange an freier Luft exponiert wurde, radioaktiv werden könne, wie Blei, scheint nicht für die Hypothese von Frl. Maracineanu zu sprechen. Es scheint uns natürlicher zuzugehen, daß Metalle durch Adsorption die in der Luft und im Regenwasser enthaltenen radioaktiven Emanationen festhalten können. Der von Frl. Maracineanu angeführte Umstand, der Stein, welcher an das Blei des Daches des Observatoire de Paris grenzte, sei nicht radioaktiv gewesen, scheint dieser Annahme nicht zu widersprechen; entweder diffundieren die radioaktiven Emanationen tief in den Stein hinein, oder es wurde die an der Oberfläche festgehaltene induzierte Aktivität durch die langsame, jedoch stete Verwitterung des Steines unter dem Einfluß des Regenwassers weggefegt.“

5. Was den Einwand der Verfasserin betrifft, daß mein Elektrometer viel weniger empfindlich war, als das ihrige, so vergißt Frl. Maracineanu, daß die Voltempfindlichkeit bloß einen der Faktoren darstellt, welche die Empfindlichkeit eines Elektrometers bei der Messung von Strömen geringer Intensität bestimmen und daß die untere Grenze der Verwendbarkeit eines Elektrometers bei solchen Messungen durch dem Wert seines Normalverlustes bzw. dessen Variationen gegeben ist. In meiner Arbeit sind beide Daten angeführt (S. 218) und es ist klar zu ersehen, daß mein Elektrometer nur um weniges weniger empfindlich war, als das der Verfasserin, da sein Normalverlust $10{,}2 \cdot 10^{-3}$ E.S.E, betrug, während das Elektrometer der Autoren diesen Wert mit $7{,}8 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. aufwies, der gemessene Effekt bei Frl. Maracineanu sogar 31,8 bis $175 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. betrug. Mit meinem Elektrometer war es zumindestens möglich noch Effekte von $1 \cdot 10^{-3}$ E.S.E. zu messen.

6. Es scheint, daß Frl. Maracineanu ganz falsche Vorstellungen über die atmosphärische Radioaktivität hat, denn sie stellt sich vor, daß diese bloß an Staubpartikel gebunden sei und mit diesen einfach verweht werden könne. Sie vergißt, daß sich in der Luft Atome von *RaA*, *B*, *C* befinden, welche ihrem Charakter nach leichte Ionen sind, zum größten Teile positiv geladen, so daß sie sich an feste Medien anlagern und hier dauernd fixiert bleiben können. Auch die beträchtliche Radioaktivität der Niederschläge muß hier eine wichtige Rolle spielen. Bei der elektrochemischen Ausscheidung der Poloniumatome z. B., bei welcher die rotierende silberne Scheibe, auf welcher sich das Polonium absetzt, ohne Ladung ist, fixieren sich dennoch die Poloniumatome so fest, daß sie bloß durch energisches Reiben mit Schmirgelpapier, also durch Abkratzen von der Oberfläche des Silbers entfernt werden können. Seifenwaschungen und Abbürsten, welches Verfasserin erwähnt, bleibt ohne Einfluß. Ich habe nicht behauptet, „daß sich radioaktiver Staub mit Vorliebe auf Blei festsetzt“, wie es Frl. Maracineanu aufzufassen scheint, aber ich behaupte, daß jeder Gegenstand, welcher lange Zeit der Atmosphäre ausgesetzt ist, eine gewisse Radioaktivität erlangen muß, d. h. daß Atome von *RaA*, *B*, *C*, welche sich in der Luft befinden durch seine Oberfläche adsorbiert werden und über *RaD* in Polonium sich verwandeln. Wenn wir die Oberfläche abkratzen, erscheint eine inaktive Masse, wie dies auch Frl. Maracineanu festgestellt hat. Einen direkten experimentellen Beweis für diese Behauptung bringt die Arbeit von A. Lepape und M. Geslin, welche in den letzten Tagen[1]) erschienen und im Collège de France ausgeführt worden ist. Die Proben des Bleies vom Dache zeigten praktisch dieselbe schwache Radioaktivität, wie Schiefer vom selben Dache und in beiden Fällen verschwand diese Aktivität nach Abkratzung der dünnen oberflächlichen Schicht. Beide Autoren erklären freilich diese Erscheinung natürlicherweise als ein Depot der Luftradioaktivität von *RaA*, *B*, *C*. Ganz ähnliche Resultate bringt eine weitere, von Boutaric

1) A. Smits und Frl. Macgillavry, C. R. **190**, 635, 1930.

2) A. Boutaric und Frl. M. Roy, C. R. **190**, 483, 1930.

1) C. R. **190**, 676, 1930.

und Frl. Roy durchgeführte Untersuchung. (C. R. **190**, 1410, 1930.) Die beiden Autoren schließen aus ihren Messungen, daß „die Radioaktivität, welche von verschiedenen, in der freien Luft exponierten Stoffen (wie Metalle, Schiefer, Glas) gewonnen wird, nur durch die Radioaktivität des Regenwassers erklärt werden kann."

7. Der Einwand von Frl. Maracineanu, sie müßte auch die kurzlebige Radioaktivität (von *RaA*, *B*, *C*) entdecken, falls die Aktivität der exponierten Metalle von der atmosphärischen Radioaktivität herkommt, würde nur dann zutreffend, wenn die Aktivierung ein regelmäßiger Vorgang wäre. Dies ist allerdings nur wenig wahrscheinlich, vielmehr soll diese Aktivierung von kompliziertem Charakter sein und stoßweise erfolgen (mit Niederschlägen als Hauptfaktor) und somit wird die gemessene Aktivität dem Gleichgewichtszustand zwischen *RaA*, *B*, *C* und *D* nicht entsprechen. Endlich muß aber *RaD* (und mit ihm *Po*) als langlebigstes Produkt verbleiben denn die kurzlebigen Elemente (*RaA*, *B*, *C*) sind in wenigen Stunden verschwunden. Da die Halbwertzeit von *RaD* etwa 20 Jahre beträgt[1]), ändert sich die Aktivität der entnommenen Probestücke mit der Zeit nur unmerklich, wie auch Frl. Maracineanu konstatiert hatte.

8. Schließlich sei noch bemerkt, daß auch die Spektral-Analyse, welche Frl. Maracineanu erwähnt, ein negatives Ergebnis hatte, Ch. Fabry und E. Dubreuil sagen hierüber folgendes[2]): „Nach den Angaben von Frl. Maracineanu[3]) sollen die im Institut d'Optique unter der Mitwirkung von H. Dubreuil vorgenommenen Experimente die Transformation von Blei in Gold, Quecksilber und Helium durch sehr langdauernde Sonnenstrahlenwirkung dargetan haben.

Wir sind verpflichtet bekanntzugeben, daß die erwähnten Experimente zu gerade entgegengesetzten Resultaten geführt haben als welche von Frl. Maracineanu angeführt wurden. Keine Spur von Gold und Quecksilber konnte in den untersuchten Bleiproben, welche von den alten Dächern stammten, festgestellt werden. Kein Unterschied zwischen beiden Seiten der Bleiplatten war zu finden. Schließlich war es unmöglich aus diesem Blei auch nur die geringsten Spuren von Helium zu gewinnen."

Diese Erklärung bedarf keines Kommentars.

1) Journal de Physique (6), **10**, 385, 1929.
2) Ch. Fabry und E. Dubreuil, C. R. **190**, 91, 1930.
3) St. Maracineanu, Bulletin de la Section scientifique de l'Académie roumaine (6), **12**, 1929, S. 1.

Praha, Staatl. radiologisches Institut, März 1930.

(Eingegangen 1. April 1930.)

Bemerkungen zur Erwiderung des Herrn Běhounek.

Von Stéphanie Maracineanu.

Zu der Erwiderung des Herrn Běhounek habe ich noch folgende kurze Erklärung zu geben:

1. Ich verstehe nicht, daß der Gang meiner Kurven[1]), die für den radioaktiven Zerfall so charakteristisch sind, Herrn B., einen Kenner der Materie, nicht überrascht hat; und warum er nicht einsehen will, daß eine solche Konstanz und Regelmäßigkeit nicht durch Effekte erklärt werden kann, die ja stets an die verschiedene Form und Zusammensetzung der Bleiplatten geknüpft sind[2]).

2. Der Effekt, den die Sonne auf den radioaktiven Zerfall ausübt, hat sich mir von Anfang an gezeigt, und ich habe alle Einwände, die andere Forscher dieses Gebietes vorbrachten, erst nachdem ich sie genau studiert hatte, zurückgewiesen. Eine außerordentlich wichtige Tatsache ist ferner die, daß die Strahlung des Bleis von der des Zinks verschieden ist. Die Insolationsdauer des Uranoxyds soll nur wenige Minuten betragen; um jedoch einen Effekt zu erhalten, muß man den Versuch an einem geeigneten Tage ausführen[3]).

3. Eines der Argumente, das Herr B. gegen mich besonders anführt, sind die Untersuchungen von Fabry[4]), der die Richtigkeit der von mir vorgenommenen spektroskopischen Untersuchung der Bedachung des Observatoire de Paris bestreitet[5]). Im Gegensatz zu meinen Resultaten kann er weder Spuren von Gold, noch von Helium oder Quecksilber in der Bleibedachung feststellen. Herr B. hat jedoch ebenso wie Fabry übersehen, daß Blei niemals ohne Quecksilber auftritt, wie es aus der Veröffentlichung von Smits[6]) zu ersehen ist, die ihm ja bekannt war. Smits sagt darin: „Sofern man Blei nicht ganz besonders vorbehandelt, findet man bei einer spektroskopischen Untersuchung stets Quecksilberlinien". Dieses Quecksilber, das alle Experimentatoren als eine immer vorhandene Unreinheit stört, dürfte im Blei als Folge einer radioaktiven Umwandlung aufgespeichert worden sein, etwa auf ähnlichem Wege, auf dem sich Blei in den radioaktiven Mineralien ansammelt, woraus sich

1) Maracineanu, Physik. Zeitschr. 31, 1033, 1930.
2) Rona u. Schmidt, Wiener Ber., Abt. IIa, **136**, 1. u. 2. Heft, 1927.
3) Montel, Comptes r. **185**, 122, 1927.
4) Ch. Fabry et Dubreuil, Comptes r. **190**, 91, 1930.
5) Maracineanu, Bull. Sect. Scient. Ac. Roumaine **6**, 12, 1929.
6) Smits, Comptes r. **190**, 635, 1930.

ergibt, daß die Ergebnisse Fabrys anzuzweifeln sind und nicht die meinigen.

4. Schließlich kann ich noch eine Erscheinung anführen, die zu ihrem Beweis keines Elektrometers oder Spektrographen bedarf, sondern die jeder beobachten kann, nämlich die Rückwirkung der der Sonne ausgesetzten radioaktiven Substanzen auf die atmosphärischen Niederschläge. Es regnet, wenn man radioaktive Substanzen der Sonne aussetzt, meistens regnet es sogar stark[1]). Die Natur gibt die beste Antwort auf die ganze Frage, und man sieht, daß der Einfluß der Sonnenstrahlung auf dem Gebiet der Radioaktivität viel beträchtlicher ist, als man annimmt.

besonders morgens, wenn die unteren Luftschichten noch feucht sind, gegebenenfalls mit Hilfe einer Lupe. Expositionszeit eine Stunde oder weniger — jedenfalls solange bis Wolkenbildung auftritt. Hinreichend ist eine kleine Menge schwarzen Uranoxyds auf einer Scheibe von 8 bis 10 cm Durchmesser. Das beste und schnellste Ergebnis erhält man auf einem See.

Faculté de Science de Bucarest Laboratoire d'Electricité 8. Juli 1930.

(Eingegangen 17. Juli 1930.)

1) Maracineanu, Les substances radioactives peuvent provoquer la pluie. Cultura Nationala **5**, 6. Jun 1930, Bucarest. Ausführung des Versuchs

BESPRECHUNGEN.

Hans Driesch, Relativitätstheorie und Weltanschauung. 2. Aufl. 8°. VIII u. 103 S. Leipzig 1930. Quelle & Meyer. Geh. RM 3.—, geb. RM 4.—.

Der verheißungsvolle Titel, als Autor der bekannte Leipziger Philosoph: man beginnt das Buch mit Interesse zu lesen. Die Bereicherung, die man nach Studium der Schrift mit sich nimmt, ist die Erkenntnis, daß die Plattform des Physikers und die Plattform des Philosophen so wesensverschieden sind, daß sie sich nicht mehr verstehen. Der Verfasser hatte offenbar allen guten Willen, die Einsteinsche Lehre ohne vorgefaßte Meinung kennenzulernen, um sie dann vom Standpunkt des Philosophen zu beurteilen. Im zweiten Teil der Schrift, bei der Behandlung der „allgemeinen" Theorie, ist es ihm auch gelungen, die Beziehungen zur Geometrie und das Wesen der nicht-euklidischen Geometrien klarzulegen. Die Entwicklung bis dahin, die Notwendigkeit der Problemstellung mußten ihm jedoch undeutlich bleiben, da er die „spezielle" Theorie in falscher Beleuchtung sieht und ihrer so auch nicht gerecht werden kann. Offenbar ließ er sich da zu einseitig von den gegnerischen Schriften beraten, die natürlich für den Nicht-Physiker bei weitem verständlicher sind, dafür aber den Sachverhalt nur unvollständig, wenn nicht geradezu unrichtig zum Ausdruck bringen. Sonst hätte ihm unmöglich entgehen können, daß die naive Erklärung mit dem „mitgeführten Äther" unweigerlich zu den schwersten Konflikten mit den viel gröberen „Effekten erster Ordnung" führt, daß „die Erweiterung des Ergebnisses von Michelson" (S. 15) keinesfalls, wie er glaubt, ohne zwingende Experimentalerfahrungen erfolgt, daß überhaupt die formale Richtigkeit der Einsteinschen Erklärung bei der erdrückenden Fülle des Tatsachenmaterials von jedem unvoreingenommenen Beurteiler auch dann zugegeben wird, wenn er bei der Deutung der Formeln den Einsteinschen Weg nicht mitmachen will.

So kommt es auch, daß der scharfe Unterschied zwischen der Lorentzschen Lehre und der Einsteinschen Theorie nicht zum Vorschein kommt. (Von „verschiedenen Zeiteinheiten" ist bei Einstein ebensowenig die Rede, wie von verschiedenen Längeneinheiten. Die Relativierung der Gleichzeitigkeit ist das einzig ausschlaggebende, verbunden mit der Unveränderlichkeit der Maßstäbe.) Bei dieser Sachlage ist es nicht zu verwundern, daß der speziellen Relativitätstheorie jedes weltanschauliche Moment abgestritten wird, sie handelt ja „nur von einer sich aus gewissen Sachlagen als denkbar ergebenden, aber nie praktisch verwirklichten Beschränktheit menschlicher Messungen". Dieser Irrtum wird freilich auch durch die sachlich richtigen Darstellungen der Relativitätstheorie nahegelegt, die an der ersten Einsteinschen Arbeit hängengeblieben sind: Die Tatsachen zwingen uns zur Annahme, daß eine absolute Bewegung nirgends auffindbar ist, um diesem Tatbestand gerecht zu werden, postulieren wir die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Das sieht freilich arg nach menschlichem Unvermögen aus. Die Aufdeckung des inneren Grundes dieses Postulats, die Erkenntnis, daß hier kein physikalisches, sondern ein metrisches Problem vorliegt, kam erst später und war gerade „weltanschaulich" von größter Bedeutung, während die rein phänomenologisch eingestellte Naturerkenntnis von heute, die die Relativitätstheorie nur beschreibungsmäßig gelten lassen will, diesen Schritt nicht mehr (oder zumindest nur äußerlich) mitmachte. So entsteht die eigentümliche Erscheinung, daß Einstein vielfach als Vollender Machscher Ideen figuriert (hier S. 85), obwohl man sich einen größeren Gegensatz, als die nüchtern analysierenden Gedankengänge Machs und die prophetisch konstruktiven Gedankengänge Einsteins kaum vorstellen kann.

Wie steht es nun mit der weltanschaulichen Bedeutung der „allgemeinen" Theorie? Auch hier ist das Ergebnis der Kritik rein negativ. Eine Analyse der Wirklichkeit, die „Real-Ontologie", führt zu dem Resultat, daß der Naturraum mit dem anschaulichen Raum zusammenfallen muß. Der nicht-euklidische Raum Einsteins ist aber nicht-anschaulich, also kommt ihm gar keine Beziehung zur Wirklichkeit zu, ist lediglich als mathematische Fiktion zu betrachten. Wenn also — um eine naheliegendes Ge-

dankenbeispiel zur Gegenillustration zu wählen — ein mit zweidimensionaler Anschauung begabter Physiker, der auf einer schwach gekrümmten Kugeloberfläche lebt, aus seinen Messungen den Schluß zieht, sein Naturraum müsse eine „Krümmung" haben, obwohl er sich das anschaulich absolut nicht vorstellen kann, da seine Anschauung rein euklidisch ist: sollte er da den Rückzug antreten und mit den unglücklichsten Ausflüchten den euklidischen Raum retten wollen, weil ihm der Philosoph auf Grund der Real-Ontologie vorschreibt: „Ich weiß um wenige Dinge so sicher, wie ich um die absolute Gültigkeit der euklidischen Geometrie für die Physik weiß." (S. 79)? Er müßte aber dann schon viel früher kapitulieren. Denn mit derselben „Real-Ontologie" kann man beweisen, daß es ein vollständiger Unsinn ist, wenn man zwischen zwei der Anschauung nach so vollständig heterogenen Dingen wie Wärme und Licht denselben Unterschied konstruiert, wie zwischen einem tiefen und einem hohen Ton. Und doch tut die Physik dieses und muß es tun, wenn sie nicht auf jede tiefere Erkenntnis verzichten will. Ihr kommt es auf das ontologische Problem gar nicht an, sie weiß sehr gut, daß die Anschauung menschengebunden und darum unwichtig ist, daß sie wohl eine notwendige Pforte zur Erkenntnis der Natur darstellt, aber keineswegs mit der Natur selbst zusammenfällt. Daß also die Methode der theoretischen Physik im Metaphysischen wurzelt, wenn man das rein „Physikalische" auf den unmittelbar gegebenen Erfahrungsinhalt beschränken will.

Einem Philosophen, der nicht einseitig an den Positivismus verschworen ist, wäre es eine dankbare Aufgabe gewesen, das prophetisch Neue, das in der Tat „Weltanschauliche" der Einsteinschen Leistung zu würdigen, zu erkennen, daß hier — trotz allem unbefugten Anhimmeln von seiten halbgebildeter Kreise — etwas wirklich Großes am Werke war. Und das geschichtlich Einzigartige aufzuzeigen, das da vor sich ging: den Rückschlag von Galilei zu Aristoteles. In Form des in der Geschichte der exakten Wissenschaften noch nicht dagewesenen Versuches, die Natur nicht einfach zu beschreiben, sondern sie auf Grund der logischen Intuition von innen heraus zu verstehen. Ein Rückschlag, der durch die begnadete Erleuchtung gleichzeitig zum ungeheuren Vorsprung wurde. Denn niemals hätte man auf dem „erlaubten" Wege der Empirie zu solchen Erkenntnissen gelangen können, die so umfassend sind und so tief bis an die Wurzeln unserer Naturanschauung heranreichen.

Das alles soll aber nichts anderes sein, als freies Spiel der mathematischen Phantasie (S. 1). So muß es ja auch erscheinen, wenn man in der Mathematik nur eine Dienerin der spezialistischen Physik sieht (S. 93) und nicht vielmehr einen Wegweiser zur einheitlichen Erfassung der Natur. Ja, wenn man im innersten Herzen die ganze mathematische Methode verneint, da sie die Natur wirklichkeitsarm macht (S. 87).

Sollte aber das Wort „Spiel" hier am richtigen Platze sein, so ist es ein Spiel, das geadelt wird durch die ewige, unverrückbare Sehnsucht des Denkens nach dem Wesentlichen, — dasselbe Spiel, das die Philosophie selber in ihren großen systembildenden Zeiten getrieben hat. Lanczos.

E. Mallett, Telegraphy and Telephony, including Wireless. Gr.-8°. IX u. 413 S. mit 287 Abb. London 1929. Chapman & Hall. Sh. 21.—.

Wer sich über die moderne Fernmeldetechnik orientieren will, wird bezüglich der Literatur eine Schwierigkeit darin finden, daß der Stoff entweder in Zeitschriften verstreut oder in Lehrbüchern, in denen man ihn kaum vermutet, zusammengesucht werden muß, namentlich dann, wenn auch die technische Seite interessiert. Das vorliegende, vorzüglich ausgestattete Buch behandelt den Gegenstand als Spezialgebiet mit mathematisch-physikalischer Zuverlässigkeit, und nimmt auf die technische Seite in einer Weise Rücksicht, die es ermöglicht, sich von den zum Teil etwas komplizierten Anordnungen eine gute Vorstellung zu machen.

Es ist ein typisches „textbook", das dem Studierenden einen gerundeten Überblick geben will und zerfällt in drei Teile: Leitungstelegraphie, Leitungstelefonie, Drahtlose. Der Schwerpunkt liegt in den beiden ersten Teilen, die dem Physiker wohl vorwiegend von Interesse sein werden. Einige Stichworte mögen deren Inhalt andeuten: Einfache Apparaturen (technischer Überblick). Kurze Leitungen (Leitungsverluste, Ein- und Ausschaltvorgänge — theoretisch). Akustische Grundlagen: Formanten, Resonanzkurven, Dämpfungen, Modelle, Betonung der elektro-akustischen Analogien (Verf. hat auf diesem Gebiete gearbeitet), Mikrophone, Telephonempfänger, Lautsprecher, Transformatoren, Fortpflanzung längs Leitungen, künstliche Leitungen, Filter, Interferenzprobleme, Meßtechnik, Elektronenröhren, Verstärker, Röhrengeneratoren, Signalapparaturen, automatischer Verkehr. —— Hervorzuheben sind die recht guten graphischen Darstellungen und Abbildungen; soweit es die technische Seite angeht oft in guter halbperspektivischer Art. Unvorteilhaft berührt, daß außer der theoretischen Telegraphie von Breisig gar keine deutsche Literatur, die doch auf diesem Gebiete recht reichhaltig ist, erwähnt wird.
H. Hörig.

Berichtigung

zu dem Vortrag von H. Lucas, „Zur quantitativen Spektralanalyse der Alkalien", Physik. Zeitschr. **31**, 804, 1930.

Bei der Berechnung der absoluten Werte der Intensitätsverhältnisse der *Na*-Linien ist ein Versehen unterlaufen. Auf S. 804 müssen die vier zuletzt angegebenen Intensitätsverhältnisse lauten:

statt:	0,445	1,16	1,94	1,73
richtig:	0,855	5,50	20,0	3,8

Die angegebenen Fehlergrenzen werden davon nicht berührt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Elektrometallurgie und Hüttenkunde an der Bergakademie Freiberg Geh. Bergrat Dr. Ing. Carl Schiffner.

Berichtigung zu S. 592: Der ord. Professor an der Bergakademie Freiberg i. S. Dr. Georg Brion ist nicht in den Ruhestand getreten, sondern verbleibt ord. Professor der Elektrotechnik.

Gestorben: Der ord. Professor für Physikalische und Theoretische Chemie an der Tschechischen Chemisch-technologischen Hochschule Dr. Frantisek Wald.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.